PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1913. Redaktionsschluß für No. 11 am 17. Mai 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Herweg, Über die Beugungserscheinungen der Röntgenstrahlen am Gips. S. 417.

M. Laue, Kritische Bemerkungen zu den Deutungen der Photogramme von Friedrich und Knipping. S. 421.

G. Zemplén, Schwingungszahl der Röntgenstrahlen und Quantenhypothese. S. 423.

R. A. Houstoun, Die Absorption von Licht seitens anorganischer Salze. S. 424.

W. de Sitter, Ein astronomischer Beweis für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. S. 429.

H. Behnken, Eine Methode zur Messung der wirksamen Kapazität von Antennen. S. 430.

J. Stark u. H. Kirschbaum, Zerstreuung und bewegte Intensität der Kanalstrahlen. S. 433.

F. Fischer, R. Lepsius u. E. Baerwind, Über Silizium und seine Stellung in der thermoelektrischen Spannungsreihe. I. S. 439.

H. Hörig, Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls. S. 446.

G. Leimbach u. E. Mayer, Die Beeinflussung der Antennenkapazität durch die Dielektrizitätskonstante (und Leitfähigkeit) ihrer Umgebung. S. 447.

W. Hammer u. F. Vohsen, Über die Verwendung des Fontaktoskops zur Bestimmung des Emanationsgehalts von Quellwässern. S. 451.

J. Stark, Bemerkungen zu einer Mitteilung der Herren F. Burger und J. Koenigsberger über das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption. S. 454.

L. Isakow, Das Dekrementpapier. S. 456.

G. W. Stewart, Das neue Physikalische Institut der Universität Iowa. S. 457.

Besprechungen:

H. Kayser, Handbuch der Spectroscopie. V. VI. S. 463.

Berichtigung. S. 464.

Personalien. S. 464.

Angebote. S. 464.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Beugungserscheinungen der Röntgenstrahlen am Gips.

Von J. Herweg.

(Mit Tafel XV.)

Die Beugungserscheinungen, die man bis jetzt mit Röntgenstrahlen an Kristallen erhalten hat, sind recht komplizierter Natur, so daß man über Ordnung oder Wellenlänge, die den auftretenden Flecken entspricht, sowie über die molekulare Struktur des Kristalls nur sehr wenig aussagen kann.

Nun zeigt merkwürdigerweise der Gips zwei ausgesprochene Richtungen, in denen er außerordentlich einfache Beugungsbilder liefert, die sich auch rechnerisch gut deuten lassen, und mehrere Schlüsse auf den molekularen Aufbau sowie Ordnung und Wellenlänge der Beugungsbilder zulassen.

Diese Richtungen sind die des sogenannten seidigen und des muschligen Bruchs. Man kann sie leicht an jeder Gipsplatte feststellen, da sie sich schon äußerlich durch Striche markieren, die schief zueinander die Gipsplatte durchschneiden, und zwar entsprechen die stark hervortretenden Linien der seidigen, die weniger häufig auftretenden der muschligen Spaltebene. Läßt man nun unter einem flachen Winkel, etwa 10^0, ein feines Röntgenstrahlbündel in der Ebene einer dieser hervortretenden Richtungen auf eine dünne Gipsplatte auffallen, so erhält man Beugungsbilder (zur Hälfte reflektiert, zur Hälfte hindurchgegangen), die auf einem Kreise liegen, dessen Achse mit der betreffenden Spaltrichtung zusammenfällt. Fig. 1 der Tafel zeigt eine derartige Aufnahme. Der Strahlengang ist aus Fig. 1 ersichtlich.

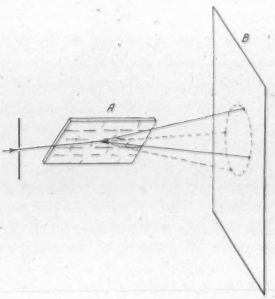


Fig. 1.

Abstand der photographischen Platte B vom Kristall A betrug rund 5 cm. Dicke der Kristallplatte etwa $^1/_2$ mm. Die feinen Striche auf A sollen die beiden Spaltrichtungen andeuten.

Das Auftreten dieses Kreises zwingt zu einem Vergleich mit der analogen Erscheinung bei einem gewöhnlichen Strichgitter.

Läßt man nämlich auf dieses einen Lichtstrahl in der Strichrichtung unter einem kleinen Winkel auffallen, so bekommt man als Beugungsfigur ebenfalls einen Kreis.

Aus dieser Analogie läßt sich nun der Schluß ziehen, daß die Moleküle des Gipskristalls nach den beiden oben erwähnten Spaltrichtungen in geraden Linien angeordnet sind, nur daß man nicht, wie beim gewöhnlichen Strichgitter, nur eine Schicht von Strichen hat, sondern eine große Anzahl hintereinander, die natürlich zu Interferenzen Veranlassung geben.

Auf Grund dieser Annahme läßt sich die Theorie dieser Beugungserscheinungen am Gips in einfacher Weise ausführen. Das Bild auf der photographischen Platte entsteht durch eine Superposition von Beugung an den nebeneinanderliegenden, und Interferenz, bewirkt durch die hintereinanderliegenden Molekülstriche. Fig. 2a und 2b zeigen, perspektivisch gezeichnet, wie diese Molekülstriche liegen können.

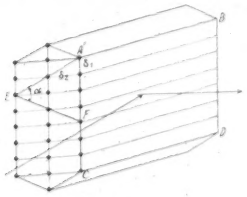


Fig. 2a.

Natürlich kann man sie nicht willkürlich legen, vielmehr muß durch die Lage der Moleküle der Kristallform Rechnung getragen werden.

Der Gipskristall ist über der seidenglänzenden Spaltrichtung durch ein dachförmiges Flächenpaar (das allerdings nicht bei allen Kristallen als natürliche Kristallform vorkommt) abgeschlossen, es ist das die sogenannte negative Pyramide. Ihr Winkel ist: $\alpha = 41^0\,28'$ (Winkel der Flächennormalen). Man muß also die Lage der Moleküle so wählen, daß die Flächen, in denen sich die Moleküle häufen, den Winkel α einschließen. Nennt man den Abstand der Moleküle δ_1 und δ_2, so ergibt Fig. 2a die Beziehung

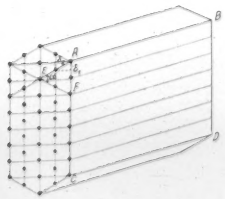


Fig. 2b.

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{\delta_1}{\delta_2}.$$

Fig. 2b

$$2\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{\delta_1}{\delta_2}.$$

Der folgenden Betrachtung ist die Möglichkeit a zugrunde gelegt, und zwar deshalb, weil der Gips parallel zur Fläche $ABCD$ eine ganz hervorragende Spaltbarkeit besitzt, die es gestattet, dünnste Blättchen von einem Kristall abzuspalten. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß die Moleküle in der Ebene $ABCD$ dichter liegen als senkrecht zu ihr. Theoretisch führen übrigens beide Annahmen zu demselben Resultat.

In der Fig. 2 entsprechen die Linien parallel AB den Linien des seidenglänzenden Bruchs, die Linien des muschligen Bruchs habe ich der Übersichtlichkeit halber fortgelassen.

Wir wollen nun zunächst die Beugung der Strahlen an den Molekülreihen der Ebene $ABCD$ betrachten (Fig. 3).

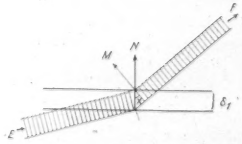


Fig. 3.

Der Strahl falle in einer Ebene $\perp ABCD$ und parallel zu den Strichen (Fig. 2) ein. Fig. 3 gibt ein vergrößertes Bild, so gedreht, daß die Ebene $ABCD$ in die Papierebene fällt. E sei der einfallende, F der gebeugte Strahl. Maxima der Schwärzung können nur eintreten, wenn der Gangunterschied der austretenden Strahlen ein Vielfaches der Wellenlänge ist, wenn also

$$\nu\lambda = \delta_1 \sin x, \qquad (1)$$

wo ν eine ganze Zahl und x der Winkel zwischen der Normalen N der Einfallsebene und der auf dem Strahl F in der Ebene (F, N) senkrecht stehenden Richtung M.

Fig. 4 stellt die Durchstichspunkte der Strahlenrichtungen auf der Einheitskugel dar.

Die Zeichenebene ist die Einfallsebene des Strahls E, sie schneidet aus der Kugel den in Fig. 4 dargestellten Vollkreis aus. Die Ebene $ABCD$ steht $\perp$ zur Papierebene, sie schneide die Kugel in dem größten Kreis CD. Die Punkte C und D sind die Durchstichspunkte der Spaltungsrichtung CD auf der Kugel. E sei der einfallende Strahl, der gebeugte Strahl

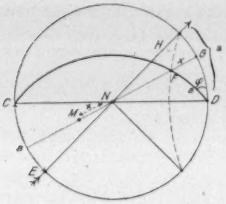


Fig. 4.

durchsteche die Kugel in F. a sei der Winkel zwischen einfallendem Strahl und der Ebene $ABCD$. Der Durchstichspunkt der Normalen zur Einfallsebene mit der Kugel sei N, die Ebene (N, F) schneidet den größten Kreis NF aus. Stellt M das Lot auf den Strahl F in der Ebene (N, F) dar, so ist der Bogen NM gleich dem Winkel x. Wenn man den größten Kreis NF bis zum Schnitt mit der Einfallsebene fortsetzt, so ist auch $\angle FG = x$.

$\angle x$ bildet also eine Kathete des rechtwinkligen sphärischen Dreiecks DFG. Daraus ergibt sich die Beziehung

$$\sin\varphi = \frac{\sin x}{\sin a}$$

oder

$$\sin x = \sin\varphi \sin a, \qquad (2)$$

φ ist der Winkel der durch die Spaltrichtung CD und den gebeugten Strahl F gelegten Ebene mit der Einfallsebene. Dieser Winkel φ ist auf der photographischen Platte, wenn sie bei der Aufnahme senkrecht zur Richtung CD gestanden hat, direkt zu messen.

(2) in (1) eingesetzt gibt

$$\nu\lambda = \delta_1 \sin\varphi \sin a. \qquad (3)$$

Betrachten wir jetzt die Interferenz der Strahlen an den hintereinanderliegenden Strichen.

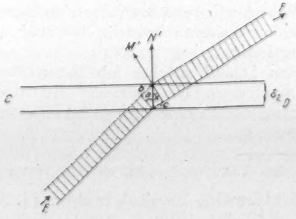


Fig. 5.

Ebene $ABCD$ ist $\perp$ zur Papierebene und parallel CD zu denken. Der Gangunterschied der austretenden Strahlen F ist $b - c$, die Wellen löschen sich nur dann nicht durch Interferenz aus, wenn $b - c$ ein Vielfaches der Wellenlänge ist, also

$$\mu\lambda = b - c = \delta_2 \sin a - \delta_2 \sin x, \qquad (4)$$

μ bedeutet auch hier eine ganze Zahl. a ist wie oben der Winkel des einfallenden Strahls E mit der Spaltebene, x ist der Winkel zwischen dem Einfallslot N' und der Richtung M', die in der Ebene $N'F$ auf F senkrecht steht.

Die räumliche Betrachtung liefert genau wie vorhin die Beziehung zwischen x und φ. In Fig. 6 ist wiederum die Papierebene gleich der Einfallsebene, CD die Spaltrichtung.

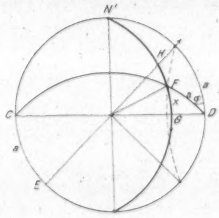


Fig. 6.

Aus dem rechtwinkligen sphärischen Dreieck DFG ergibt sich diesmal

$$\sin(90^0 - \varphi) = \frac{\sin x}{\sin a},$$

$$\sin x = \sin a \cos\varphi,$$

in (4) eingesetzt

$$\mu\lambda = \delta_2 \sin a\,(1 - \cos\varphi). \qquad (5)$$

Die Beziehungen (3) und (5) gelten beide für die austretenden Strahlen, ihr Quotient lautet

$$\frac{\nu\lambda}{\mu\lambda} = \frac{\delta_1 \sin a \sin\varphi}{\delta_2 \sin a\,(1 - \cos\varphi)} = \frac{\delta_1\, 2\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\varphi}{2}}{\delta_2\, 2\sin^2\frac{\varphi}{2}},$$

$$\frac{\nu}{\mu} = \frac{\delta_1}{\delta_2}\operatorname{cotg}\frac{\varphi}{2}.$$

Für den Gips gilt nun, wie schon anfangs gesagt,

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \operatorname{tg} 20^0\,44',$$

und daher

$$\frac{\nu}{\mu} = \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}\operatorname{cotg}\frac{\varphi}{2}$$

oder

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{\mu}{\nu}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2},$$

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = k\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2},$$

d. h. das Verhältnis der Tangenten des halben Winkels, den die Radien der einzelnen Flecke auf der Photographie mit dem Radius des ungebeugten Hauptmaximums bilden, zu der Tangente des halben Pyramidenwinkels muß eine ganze oder eine rationale Zahl sein. Dieses Resultat wird nun durch den Versuch vollständig bestätigt. In Fig. 2 der Tafel sind die Winkel eingetragen, die den einfachsten rationalen Werten von k entsprechen, und ein Vergleich zeigt, daß die einzelnen Flecke genau mit den gezogenen Radien zusammenfallen.

Ganz gleiche Überlegungen lassen sich für die andere Spaltrichtung (die muschlige) anstellen, nur ist jetzt an Stelle von $\frac{\delta_1}{\delta_2} = \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}$ das Verhältnis $\frac{\delta_3}{\delta_2} = \operatorname{tg}\frac{\gamma}{2}$ zugrunde zu legen, wo $\gamma = 68^0\,30'$ der Prismenwinkel des Gipses ist. Als Resultat ergibt sich auch hier

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = k\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}. \qquad (7)$$

Fig. 3 der Tafel zeigt eine derartige Aufnahme, und durch Ausmessen kann man sich leicht überzeugen, daß Gleichung (7) erfüllt ist. Der Einfallswinkel war bei dieser Aufnahme nicht 10^0, wie bei Fig. 1, sondern 15^0, daher der Kreis entsprechend größer.

Aus dieser vorzüglichen Übereinstimmung von Theorie und Versuch läßt sich zunächst der Schluß ziehen, daß die Moleküle im Gips wirklich nach den beiden Spaltrichtungen reihenartig angeordnet sind, möglicherweise in einer Art, wie sie Fig. 7 zeigt.

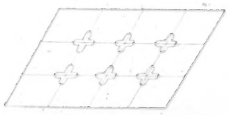


Fig. 7.

Außerdem aber hat man eine Methode gewonnen, die es gestattet, die Kristallwinkel zu bestimmen, auch wenn man keine Kristallflächen hat, die für Messungen geeignet wären. Denn man kann aus den Punkten der Röntgenbilder 1 und 2 die Winkel α und γ berechnen. Es ist möglich, daß diese Methode gelegentlich für die Mineralogen von Wichtigkeit sein kann.

Es wäre nun noch einiges zu sagen über die Intensität der Flecke und ihre Änderung mit dem Neigungswinkel des Kristalls gegen die einfallenden Strahlen. Zunächst zeigt sich, daß die Flecken mit ganz einfachem Zahlenverhältnis $\frac{\mu}{\nu}$ besonders stark hervortreten, was ja nicht weiter auffallend ist.

Sodann zeigt es sich, daß mit kleineren Neigungswinkeln a des Strahls zur reflektierenden Fläche, wenn also der Durchmesser des Kreises abnimmt, die Flecken mit $k = 1$ in Fig. 1 der Tafel immer lichtschwächer werden. Mit kleinerem Neigungswinkel rücken aber nach (1), wie die Theorie zeigt, kürzere Wellenlängen, und man darf daher aus dieser Erscheinung wohl den Schluß ziehen, daß die Wellenlängen, die bei kleinerem Neigungswinkel die Flecke mit $k = 1$ bilden sollten, im Röntgenstrahlspektrum nur noch in geringerem Maße vorhanden sind, daß man sich also dem kurzwelligen Ende des Spektrums nähert. Daß das Spektrum der mit dem Gips untersuchten Röntgenstrahlen sich nicht etwa auf eine Wellenlänge beschränkt, sondern eine ziemlich große Breite hat, folgt daraus, daß man bei kontinuierlicher Änderung des Winkels a in einem großen Bereich dieselbe Interferenzfigur nur mit veränderten Intensitäten bekommt.

Ob die Wellenlängen aus dem Spektrum der Röhre stammen oder dem Gips zuzuschreiben sind, ist noch zweifelhaft. Eine Härteänderung der Röntgenröhre hatte so gut wie keinen Einfluß auf die Intensität der Flecken. Da man aber den Bereich des Spektrums der Röhre nicht kennt, kann man hieraus auch noch keinen Schluß ziehen.

Fig. 4 der Tafel zeigt eine Aufnahme, bei der die Strahlen auch unter einem Winkel von 10^0, aber senkrecht zu den seidenglänzenden Bruchlinien, auffielen. Von der kreisförmigen Anordnung der Flecken keine Spur mehr, dagegen tritt der reflektierte Strahl jetzt stärker hervor und zeigt unter dem Mikroskop eine feine Streifung, wie sie auch Hupka und Steinhaus[1]) bei ihren Aufnahmen gefunden haben.

Ob man aus dem Abstand dieser Streifen die Wellenlänge berechnen darf, möchte ich bezweifeln. Weitere Versuche hierüber sind in Vorbereitung.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Mie für die gütige Unterstützung bei der Ausarbeitung der Theorie meinen herzlichsten Dank aussprechen.

1) Ber. d. D. Phys. Ges. 15, 164—166, 1913.

Greifswald, Physikal. Institut, 14. April.

(Eingegangen 16. April 1913.)

Kritische Bemerkungen zu den Deutungen der Photogramme von Friedrich und Knipping.

Von M. Laue.

Seit dem Bekanntwerden der Versuche von Friedrich und Knipping[1]) haben die Erscheinungen, welche bei der Durchleuchtung von Kristallen mit Röntgenstrahlen entstehen, einige Deutungen erfahren, die mit der Interferenztheorie dieser Erscheinung tatsächlich oder scheinbar in Widerspruch stehen. Der Verfasser möchte sich einige Bemerkungen zu diesen Deutungen gestatten.

I. Die einzige von diesen Deutungen, die mit der Wellentheorie der Röntgenstrahlen in offenem Widerspruch steht, veröffentlicht Herr Stark[2]). Er stellt sich die Röntgenstrahlen korpuskular (aus „Lichtzellen") konstituiert vor und meint, daß diese Korpuskeln in gewissen Richtungen, den „Kristallschächten", am leichtesten zwischen den raumgitterartig angeordneten Atomen hindurchkommen. Jedem Kristallschacht müßte dann ein Intensitätsmaximum auf der photographischen Platte entsprechen.

Gegen diese auch von Herrn Stark mit allem Vorbehalt ausgesprochene Hypothese scheinen mir die folgenden Gründe zu sprechen:

1. Wie Herr Wulff[3]) bemerkt hat, fehlen in dem vierzählig symmetrischen Photogramm Nr. 5 eine Reihe von Punkten, welche Richtungen mit hinreichend weiten Kristallschächten entsprächen.

2. Wird der Kristall aus der Stellung, die er bei genanntem Photogramm hatte, ein wenig gedreht, so drehen sich sämtliche Kristallschächte mit. Es sollte somit nach Herrn Starks Ansicht auch das ganze Photogramm mitwandern und die einzigen Veränderungen in der Lage der Flecke zueinander müßten sich rein geometrisch durch die veränderte Lage der Platte zum Kristall erklären. Tatsächlich zeigt Photogramm 11, welches nach einer Drehung um drei Grad aus der vierzählig symmetrischen Stellung erhalten wurde, ein ganz anderes Bild als das vierzählig symmetrische Photogramm 5. Es wäre ein vergebliches Bemühen, zu jedem Punkte in dem einen den entsprechenden Punkt in dem anderen aufsuchen zu wollen. Und genau dasselbe gilt von den Photogrammen 7 und 8, die auch durch eine Drehung um drei Grad auseinander hervorgehen.

3. Herr Stark vermag mit seiner Hypothese das Aussehen der Helligkeitsmaxima als länglicher, tangentiell gelegener Striche zu erklären. Neuerdings hat sich nun herausgestellt[1]), daß diese Form gänzlich verschwindet, wenn man die Röntgenröhre vom Kristall hinreichend entfernt. Es handelt sich also im Sinne der Wellentheorie um einen Einfluß der Krümmung der einfallenden Wellen; und es läßt sich auch rechnerisch leicht zeigen, daß diese gerade den beobachteten Einfluß haben muß. Für die Lichtzellentheorie aber scheint mir die angeführte Tatsache kaum erklärlich zu sein.

II. Von verschiedenen Autoren[2]) ist die Deutung vorgeschlagen worden, daß jedes der Helligkeitsmaxima durch Spiegelung an gewissen Ebenen entsteht, deren Lage durch das Raumgitter bedingt ist. Aber während die Herren Bragg diese Auffassung als von der Beugungstheorie nicht wesentlich verschieden bezeichnen und alle hinreichend dicht mit Atomen besetzten Ebenen des Raumgitters als spiegelnd annehmen, sind die Herren Mandelstam und Rohmann der Ansicht, daß diese Ebenen wirklich als Spaltflächen im Kristall auftreten müssen, um für Röntgenstrahlen wirksam zu sein, wenn sie auch dazu nicht optisch nachweisbar zu sein brauchen.

Mir ist die letztere Auffassung schon deswegen nicht recht sympathisch, weil nach ihr ein, soweit bekannt, bei allen Kristallen notwendig auftretender Effekt auf einen mit dem kristallinischen Zustand nicht wesentlich verbundenen Nebenumstand zurückgeführt wird; wenngleich natürlich niemand dafür einstehen kann, daß bei den wenigen bisher untersuchten Kristallstücken solche Spaltflächen nicht vorhanden sind. Aber selbst wenn sich solche Spaltflächen nachweisen ließen, vermöchte ich mich nicht der Auffassung der Herren Mandelstam und Rohmann anzuschließen. Denn eine wirkliche Spiegelung findet nach den Grundsätzen der Wellenoptik nur statt, wenn ein Bereich ohne das Licht beeinflussende Teilchen in einer gegen die Wellenlänge dünnen Schicht übergeht in ein Gebiet, in dem sich solche Teilchen in gegen die Wellenlängen kleinen Abständen befinden (bzw. wenn Gebiete mit verschiedenen oder verschieden dicht verteilten Teilchen aneinandergrenzen). Hier liegen die Verhältnisse aber ganz anders; nirgends sind die Atome in Abständen, die gegen die Wellenlänge klein sind.

Um den Zusammenhang der Spiegelungsauffassung mit der Interferenztheorie klarzustellen, wollen wir die folgenden Betrachtungen anstellen.

1) W. Friedrich, P. Knipping u. M. Laue, Münch. Sitzber. 1912, S. 303; erscheint jetzt auch in den Ann. d. Phys.

2) J. Stark, diese Zeitschr. **13**, 973, 1912.

3) G. Wulff, Zeitschr. f. Kristallographie **52**, 65, 1913; diese Zeitschr. **14**, 217, 1913.

1) M. Laue u. F. Tank, Ann. d. Phys. (im Erscheinen begriffen).

2) W. H. u. W. L. Bragg, Nature **90**, 360, 410, 1912; Proc. Cambridge Phil. Soc. **17**, 43, 1913; L. Mandelstam u. H. Rohmann, diese Zeitschr. **14**, 220, 1913.

Wie früher gezeigt[1]), ist nach der Interferenztheorie ein Maximum dort zu erwarten, wo für eine der von den Gitterelementen [Atomen oder gewissen Atomgruppen[2])] ausgehenden Sinusschwingungen von der Wellenlänge λ die drei Gleichungen

$$\begin{aligned} a_{1x}\alpha + a_{1y}\beta + a_{1z}\gamma &= h_1\lambda + a_{1x}\alpha_0 + a_{1y}\beta_0 + a_{1z}\gamma_0 \\ a_{2x}\alpha + a_{2y}\beta + a_{2z}\gamma &= h_2\lambda + a_{2x}\alpha_0 + a_{2y}\beta_0 + a_{2z}\gamma_0 \\ a_{3x}\alpha + a_{3y}\beta + a_{3z}\gamma &= h_3\lambda + a_{3x}\alpha_0 + a_{3y}\beta_0 + a_{3z}\gamma_0, \end{aligned} \qquad (1)$$

wenigstens genähert gleichzeitig erfüllt sind. Dabei geben die Vektoren a_1 a_2, a_3 nach Richtung und Größe die Kanten des Elementarparallelepipeds des Raumgitters an, die Richtungskosinus α_0, β_0, γ_0 gehören dem einfallenden Strahl, die Richtungskosinus α, β, γ dem durch Interferenz entstehenden Strahl zu und die h sind drei positive oder negative Zahlen einschließlich der Null. Wesentlich ist dabei die Voraussetzung, daß die einfallenden Wellen eben sind.

Da hier sowohl das Achsenkreuz x, y, z als die Einteilung des Raumgitters in Elementarparallelepipeda noch ganz beliebig ist, können wir in irgendeine als Kristallfläche mögliche Ebene die xy-Ebene legen und die Vektoren a_1 und a_2 in derselben Ebene annehmen ($a_{1z} = a_{2z} = 0$). Fände an dieser Ebene eine Spiegelung statt, so wären die Richtungskosinus des gespiegelten Strahls

$$\alpha = \alpha_0, \quad \beta = \beta_0, \quad \gamma = -\gamma_0. \qquad (2)$$

Man erkennt, daß die beiden ersten Gleichungen (1) durch diese Werte mit $h_1 = h_2 = 0$ identisch erfüllt sind, während die dritte übergeht in:

$$2\gamma\, a_{3z} = h_3\lambda. \qquad (3)$$

Da a_{3z} dabei die Höhe des Elementarparallelepipeds oder, was dasselbe sagt, der Abstand zweier mit Atomen besetzter Ebenen $z = \text{const}$ ist, so entspricht die letzte Gleichung ganz der Bedingung für das Auftreten eines Intensitätsmaximums bei den optischen Interferenzen an planparallelen Platten vom Brechungsindex 1. Die Interferenztheorie der in Rede stehenden Erscheinungen bei Röntgenstrahlen läßt also, sofern ebene Wellen einfallen, die Deutung zu, daß an solchen mit Atomen besetzten Ebenen Spiegelung eintritt, für deren Abstand im Raumgitter die Gleichung (3) erfüllt ist. Es steht also in Übereinstimmung mit der Interferenztheorie, wenn sich die Spiegelungsauffassung an der Lage der Helligkeitsmaxima empirisch bestätigt[1]).

Der Unterschied zwischen beiden Auffassungen liegt nur in der Gleichung (3), welche nach der von mir vertretenen Auffassung noch neben den Bedingungen (2) (von denen nur zwei unabhängig sind) erfüllt sein muß, während für die Herren Bragg keine derartige dritte Bedingung besteht. Sollte es sich herausstellen, daß die vom Kristall ausgehenden Röntgenstrahlen spektral so inhomogen sind, daß sie schon beim Ganguntersched von einigen Wellenlängen nicht mehr interferieren, so fiele diese dritte Bedingung fort und es näherte sich meine Auffassung der Braggschen. Ob dies aber der Fall ist, läßt sich wohl jetzt noch nicht endgültig entscheiden.

Ein weiterer Unterschied tritt freilich sofort auf, sowie die einfallenden Wellen gekrümmt sind. Wie schon erwähnt, ist nach dem experimentellen Befund die längliche Form der Flecke eine Folge der Krümmung; diese für die Interferenztheorie leicht verständliche Tatsache dürfte wohl nach der Spiegelungsauffassung nicht so leicht erklärbar sein. Zwar versucht Herr W. L. Bragg eine solche Erklärung, die im wesentlichen auf der Größe des von den Kathodenstrahlen getroffenen Fleckes auf der Antikathode beruht. Aber nach ihr müßte die Länglichkeit wieder geringer werden, wenn man die photographische Platte hinreichend von dem Kristall entfernt. Es hätte sich dies, wenn es zuträfe, aber wohl kaum bisher der Beobachtung entzogen.

Der Vollständigkeit halber sei schließlich noch auf ein Argument hingewiesen, welches schon Herr Tutton[2]) angeführt hat. Alle Deutungen der in Rede stehenden Erscheinungen haben der Einfachheit halber bisher nur von einfachen Raumgittern gesprochen. Tatsächlich liegen bei den Kristallen meist viel kompliziertere regelmäßige Punktsysteme vor. Daß diese Komplikation an der Interferenztheorie keine wesentlichen Änderungen bedingt, läßt sich leicht dartun[3]). Aber die nach Herrn Bragg „spiegelnden" Flächen dichtester Belegung müssen in ihrer Lage doch wesentlich dadurch bedingt sein. Es ist dann sehr merkwürdig, daß es hemiedrische Kristalle, wie die Zinkblende, gibt, die bei der Durchstrahlung die volle holoedrische Symmetrie ergeben.

Wie sich freilich das Auftreten eines Strahls in der Spiegelungsrichtung bei allen hinreichend großen Einfallswinkeln, das Barkla und Bragg

1) W. Friedrich, P. Knipping u. M. Laue, a. a. O., Gleichung (7).

2) Vgl. hierzu einen der Zusätze, welche die genannte Abhandlung bei ihrem Abdruck in den Ann. d. Phys. erhält.

1) Für einen speziellen Fall liefert schon G. Wulff, diese Zeitschr. **14**, 217, 1913, diesen Nachweis. Seine Gleichung (8) ist mit (3) identisch.

2) A. E. H. Tutton, Nature **90**, 306, 1912.

3) Siehe S. 422, Spalte 1, Anm. 2.

an Glimmer und Steinsalz entdeckt haben, aus der Interferenztheorie erklärt, läßt sich nach den vorliegenden Berichten noch nicht mit Bestimmtheit sagen. Nach der obigen Theorie sollte er nur für solche Einfallswinkel auftreten, für die γ der Gleichung (3) gehorcht; doch setzt diese Gleichung ein regelmäßiges Raumgitter voraus, während in der Nähe einer Grenz- oder Spaltfläche diese Regelmäßigkeit senkrecht zu ihr wesentlich gestört sein wird. Vielleicht liegt hierin der Grund für den besonderen Einfluß der Spaltflächen. Immerhin scheint es ja nach den Mitteilungen von Hupka und Steinhaus[1]), sowie Barkla und Martyn[2]), daß es sich auch bei der Spiegelung um eine einfache Interferenzerscheinung handelt.

III. In keiner der Veröffentlichungen, die sich mit den fraglichen Erscheinungen beschäftigen, habe ich einen Grund gegen die Interferenztheorie gesehen, und dies bestärkt mich in der Überzeugung, daß sich nur schwer ein solcher finden ließe. Ein naheliegender Einwand liegt freilich in dem gegen alle Erwartung geringen Einfluß der Wärmebewegung; es wäre durchaus plausibel, wenn Interferenzerscheinungen nicht bei gewöhnlicher Temperatur, sondern erst bei sehr tiefen Temperaturen aufträten. Diesen Einwand, der übrigens alle anderen Deutungen ebenso trifft, kann man zurzeit wohl noch nicht völlig entkräften[3]). Sieht man aber einmal von ihm ab, so ist die Interferenztheorie nichts als die notwendige und eindeutige Ausdehnung der optischen Dispersionstheorie auf den Fall, daß die „dispergierenden" Teilchen nach Raumgittern mit gegen die Wellenlänge großen Gitterkonstanten verteilt sind. Ich glaube daher, daß ihr ein erheblicher Teil der Sicherheit zugute kommt, welche die Dispersionstheorie besitzt.

1) E. Hupka u. W. Steinhaus, Nature **90**, 10, 1913.
2) Barkla u. Martyn, Nature **90**, 647, 1913.
3) Vgl. die Gesichtspunkte in der bei den Ann. d. Phys. im Druck befindlichen Arbeit von M. Laue und F. Tank.

(Eingegangen 1. April 1913.)

Schwingungszahl der Röntgenstrahlen und Quantenhypothese.

Von Győző Zemplén.

Nach den Untersuchungen von M. Laue, W. Friedrich und P. Knipping[1]) kann man mit höchster Wahrscheinlichkeit behaupten, daß die Röntgenstrahlen elektromagnetische Wellen von der Wellenlänge $1-5\cdot10^{-9}$ cm sind. Es sei mir gestattet, in den folgenden Zeilen die Folgen dieser Behauptung mit denen der Quantenhypothese zu vergleichen.

1) W. Friedrich, P. Knipping u. M. Laue, Sitzber. d. Bayer. Akad., S. 303, und M. Laue, l. c., S. 363.

Laut dieser letzteren ist die kleinste Energiemenge, die ein strahlendes System emittieren kann — das elementare Energiequantum ε —, mit der Schwingungszahl ν proportional:

$$\varepsilon = h \cdot \nu,$$

wo h die universelle Konstante:

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ erg/sec}$$

bedeutet. Da das Energiequantum mit wachsender Schwingungszahl zunimmt, so ist zu erwarten, daß eben im Gebiete der Strahlungen höchster Frequenz eine Kontrolle der Hypothese auf Grund experimenteller Resultate ermöglicht wird.

Nehmen wir im Mittel für die Wellenlänge der Röntgenstrahlen den Wert

$$\lambda = 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$$

an, so wird — da sich nach den Experimenten von E. Marx die Röntgenstrahlen mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen — ihre Schwingungszahl:

$$\nu = 10^{19},$$

also das Elementarquantum:

$$\varepsilon = 6{,}55 \cdot 10^{-8}. \qquad (1)$$

Wir besitzen jedoch eine Methode, um die bei der Entstehung der Röntgenstrahlen in Umsatz kommenden Energiemengen zu berechnen und dem Energiequantum ε gegenüberzustellen.

Aus den Arbeiten verschiedener Forscher ist uns nämlich der „Wirkungsgrad" der Umwandlung „Kathodenstrahlen → Röntgenstrahlen" bekannt; die zuverlässigsten Angaben in dieser Richtung sind wohl diejenigen, die aus den unter Leitung von W. Wien in Würzburg ausgeführten Arbeiten hervorgehen. Man kann auf Grund dieser letzteren[1]) behaupten, daß bei der Entstehung der Röntgenstrahlen rund ein Promille der Kathodenstrahlenenergie den Röntgenstrahlen übergeben wird. Man kann sich die ganze Erscheinung kaum anders vorstellen, als daß bei jedem Zusammenstoß eines Kathodenteilchens mit einem Molekül der Antikathode das Elektron selbst in Schwingungen gerät und so einen kleinen Teil seiner Energie den Röntgenstrahlen übergibt, während der größte Teil seiner Energie zur Erhöhung der kinetischen Energie der Antikathodenmoleküle verbraucht wird.

Man muß daher den Wirkungsgrad 1:1000 nicht nur im Durchschnitt, sondern selbst für jeden einzelnen Elektronenstoß als gültig annehmen. Dann können wir aber die Energie E berechnen, die bei einem einzigen Elektronenstoß in Röntgenstrahlenenergie übergeht. Die

1) E. Carter, Ann. d. Phys. **21**, 970, 1906.

Energie eines Kathodenelektrons ergibt sich nämlich aus dem Produkt der Spannung V in die Elementarladung e. Setzen wir

$V = 60000$ Volt $\cdot$ $e = 4{,}2 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh.,

dann wird

$$V \cdot e = \frac{60000}{300} \cdot 4{,}2 \cdot 10^{-10} = 8{,}4 \cdot 10^{-8}.$$

Mit Rücksicht auf den erwähnten Wirkungsgrad erhält man

$$E = 8{,}4 \cdot 10^{-11}, \qquad (2)$$

die eine tatsächlich vorhandene Energiemenge bedeutet. Nach der Quantenhypothese müßte E ein ganzes Vielfaches von ε sein, dagegen sehen wir, daß E etwa 800mal kleiner ausfällt als das Elementarquantum. Für die übrigen von Laue und seinen Mitarbeitern gefundenen Wellenlängen würde das Verhältnis $\varepsilon : E$ zwischen den Grenzen 500 und 1900 liegen. Bei kleineren Spannungen in der Röntgenröhre wird das Verhältnis $\varepsilon : E$ noch größer, da nach den Messungen von E. Carter der Wirkungsgrad der Röntgenstrahlung von der Spannung unabhängig ist.

Zu den obigen Überlegungen sei noch folgendes bemerkt:

1. Man könnte gegen die obige Rechnung den Einwand erheben, daß die von Laue berechneten Wellenlängen nicht auf den primären Röntgenstrahlen, vielmehr auf die im Kristall hervorgerufenen Sekundärstrahlen sich beziehen. Dadurch wird jedoch der obige Widerspruch nicht aufgehoben; denn in diesem Falle würden die gewöhnlichen Röntgenstrahlen höchstens die Energiemenge E den Sekundärstrahlen übergeben und die Energie der Sekundärstrahlung würde doch als Portionen bestehen, die kleiner sind als das ihrer Schwingungszahl entsprechende Energiequantum ε.

2. Wäre die Größe E wirklich ein Elementarquantum der Strahlung, dann würden sich hieraus für die Wellenlänge der primären Röntgenstrahlen die Werte

$$\lambda = 1 \text{ bis } 4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

ergeben, was allen bisherigen Erfahrungen widerspricht.

Es liegt mir ferne, in den obigen Überlegungen einen entscheidenden Einwand gegen die Quantenhypothese zu erblicken, zumal doch verschiedene Erklärungsmöglichkeiten offen bleiben, um den erwähnten Widerspruch zu beseitigen. Ich werde kurz einige Erklärungsmöglichkeiten erwähnen:

1. Man könnte daran denken, daß die Röntgenstrahlen die Energie der Kristallatome auslösen, und so die Energie der Sekundärstrahlen größer sei als die der primären Röntgenstrahlen; dann wäre allerdings die von Laue und seinen Mitarbeitern beobachtete Erscheinung der erste Fall einer künstlichen Radioaktivität.

2. Der Widerspruch könnte auch durch eine entsprechende Formulierung der Quantenhypothese beseitigt werden; man könnte zum Beispiel annehmen, daß die Verteilung der Energie nur im Falle vieler Resonatoren der Quantenhypothese folgt, daß also die Verteilung erst dann vollzogen wird, wenn schon eine entsprechend große Energiemenge in der Antikathode aufgespeichert wurde. Man kann diese Auffassung gewissermaßen der neuen Formulierung (Planck) der Strahlungstheorie zur Seite stellen, wonach die Energieabsorption stetig vor sich gehe und nur die Emission nach Quanten geschieht. — Allerdings ist in unserem Falle der Mechanismus der ganzen Erscheinung auf Grund der modifizierten Quantenhypothese schwer zu übersehen. Auch müßte man annehmen, daß ein aus einem einzigen Kathodenteilchen bestehender Kathodenstrahl keine Röntgenstrahlung erzeugt.

3. Man könnte auch daran denken, daß nicht sämtliche Kathodenteilchen Röntgenstrahlen erzeugen; zugunsten dieser Auffassung spricht der Umstand, daß die Energie eines einzigen Kathodenelektrons der Größenordnung nach mit dem Energiequantum ε der Röntgenstrahlung übereinstimmt. — Da jedoch die Kathodenstrahlen durch das Metall der Antikathode viel besser absorbiert werden als die Röntgenstrahlen, ist diese Erklärungsmöglichkeit zu verwerfen.

Man sieht also, daß der oben angeführte Widerspruch durch entsprechende Modifizierung der Theorie geschwächt werden kann, jedoch muß man hierzu gewisse mehr oder weniger erkünstelte Nebenhypothesen einführen, wodurch die ursprüngliche Reinheit der Theorie verloren geht.

Budapest, im März 1913.

(Eingegangen 13. April 1913.)

Die Absorption von Licht seitens anorganischer Salze.
(The absorption of light by inorganic salts.)

Von R. A. Houstoun.

Unter vorstehendem Titel ist in den letzten vier Jahren im Physikalischen Institut der Universität Glasgow eine Reihe von Untersuchungen ausgeführt worden. Die Ergebnisse dieser Unter-

Fig. 1.

suchungen sind in elf Mitteilungen[1]) in den Proceedings of the Royal Society of Edinburgh veröffentlicht worden, und ich beabsichtige, hier eine zusammenfassende Übersicht über die wichtigsten unter ihnen zu geben.

Die Untersuchungen nahmen ihren Ausgang von der mathematischen Theorie der Dispersion. Nach der heutigen Theorie entspricht eine Absorptionsbande einer freien Periode einer Gruppe von Elektronen und beeinflußt den Brechungsindex in ihrer Nachbarschaft. Auf Grund der Änderung des Brechungsindex mit der Wellenlänge hat Drude einige sehr interessante Annahmen über das schwingende System im Fluorit, im Sylvin usw. gemacht. Das Ziel unserer Untersuchungen war nun die Erlangung von Daten für einen weiteren Ausbau dieser Anschauungen.

Die gewählten Salze waren die des Kobalts, des Nickels, des Kupfers und des Eisens. Die Konstante, welche die Absorption von Licht in einer Lösung angibt, der molekulare Extinktionskoeffizient A, wird durch die Gleichung

$$I = I_0 \cdot 10^{-Acd}$$

definiert. Hier bedeutet I_0 die Intensität des Lichtes vor dem Durchgang durch eine d cm dicke Schicht der Lösung, I die Intensität nach dem Durchgang durch diese Schicht und c die Konzentration der Lösung in Grammolekülen per Liter. A ändert sich mit der Wellenlänge λ, aber in der Regel nicht mit c, außer bei besonderen Werten von λ.

Wir maßen A sowohl im sichtbaren Spektrum als auch im ultraroten und im ultravioletten. Im sichtbaren Spektrum benutzten wir ein Spektrophotometer und im ultraroten eine lineare Thermosäule nach Rubens und ein Panzergalvanometer nach Du Bois-Rubens. Für das ultraviolette Spektrum benutzten wir ein photographisches Spektrophotometer eigener Konstruktion.

Die Dichte des Bildes auf einer photographischen Platte ist, selbst innerhalb des Bereiches der Platte, nicht proportional der Expositionszeit. Ebensowenig sind die Intensitäten zweier Lichtstrahlenbündel umgekehrt proportional der Expositionszeit, wenn diese Strahlenbündel auf derselben Platte in verschiedener Exposionszeit dieselbe Dichte hervorrufen. In solchen Fällen kann man durch Hilfsversuche einiges erreichen, aber nichts Befriedigendes. Nur dann, wenn zwei Lichtstrahlenbündel von derselben Wellenlänge auf benachbarte Stellen derselben photographischen Platte fallen und dort in derselben Zeit gleiche Schwärzung hervorbringen, nur dann können wir sagen, daß ihre Intensitäten gleich sind. Dieses Prinzip ist von wesentlicher Bedeutung. Wir haben es unserem Apparat zugrunde gelegt.

Fig. 1 zeigt das Schema unseres photographischen Spektrophotometers. SS ist der Spalt eines Quarzspektrographen, $PQRT$ ein Quarzprisma besonderer Konstruktion, und zwar steht die Achse des Quarzes auf der Zeichnungsebene senkrecht. B_1, B_2 sind zwei Quarzplatten, die matt geschliffen sind, um das Licht diffus zu machen. G ist ein Eisenlichtbogen und E ein Drahtnetz. Die Kante P des Prismas ist sehr scharf, und infolgedessen erhalten wir auf der photographischen Platte zwei Spektren, die einander längs einer horizontalen Linie scharf berühren, und zwar wird das eine dieser Spektren nur von solchem Licht gebildet, das von der Platte B_1 kommt, das andere Spektrum von Licht, das von der Platte B_2 kommt. Der die Lösung enthaltende Quarztrog wurde in den Gang des unteren Strahlenbündels, dicht an das Quarzprisma heran, gestellt, und es wurde bei einer Reihe von Vergleichswerten d_1 und d_2 exponiert. Dann wurden in den Spektren solche Punkte aufgesucht, in denen die Dichte zu beiden Seiten der Trennungslinie dieselbe war, und aus den Werten von d_1 und d_2 konnte dann der Bruchteil des Lichtes, der durch die Lösung hindurchgelassen wurde, für die entsprechenden Wellenlängen berechnet werden. Das Stück Drahtnetz E wurde eingeschaltet, um den wirksamen Bereich des Photometers zu vergrößern. Es wurde durch Behandlung mit Salpetersäure so hergerichtet, daß es ungefähr ein Viertel des auffallenden Lichtes durchließ.

Das Intensitätsverhältnis der beiden Spektren wurde somit nach dem Gesetz der umgekehrten Quadrate verändert. Es mag betont werden, daß im ultravioletten Gebiet unterhalb 300 $\mu\mu$ kein anderes Verfahren angängig ist. Doppelspat und Kanadabalsam absorbieren dort, mithin kommen Nicols nicht in Frage; Mikrometerspalte können nur bei einem kontinuierlichen

1) Die Verfasser dieser Arbeiten sind: R. A. Houstoun, John S. Anderson, Alex. R. Brown, Chas. Cochrane und Alex. H. Gray.

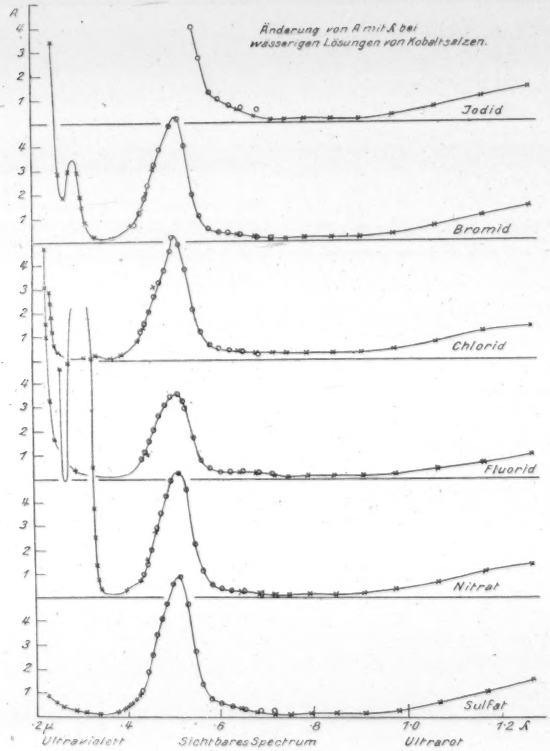


Fig. 2a.

Spektrum angewandt werden, und kontinuierliche Spektren gibt es in jenem Gebiet nicht. Ein rotierender Sektor läßt sich nicht verwenden, weil er nicht die Intensität des Strahlenbündels verringert, sondern nur die Zeit, während welcher dieses wirkt, und die Wirkung ist zwar dieselbe, soweit das Auge in Betracht kommt, bei einer photographischen Platte aber verschieden.

Fig. 2 gibt Ergebnisse wieder, die mit den Jodiden, Bromiden, Chloriden, Fluoriden, Nitraten und Sulfaten von Kobalt und von Nickel gewonnen worden sind. Die Ordinaten sind sämtlich in demselben Maßstabe gezeichnet und stellen molekulare Extinktionskoeffizienten dar, während die Abszissen Wellenlängen wiedergeben. Die Konzentrationen sind nicht durchweg gleichmäßig, betragen aber durchschnittlich etwa $^1/_3$ normal.

Die mit dem Spektrophotometer aufgenommenen Punkte sind durch Kreise bezeichnet, die mit der Thermosäule oder auf photographischem Wege aufgenommenen durch Kreuze.

Aus Fig. 2 wird ersichtlich, daß bei den untersuchten Salzen A in roher Annäherung additiv ist. Sämtliche Kobaltsalze haben dieselben zwei und sämtliche Nickelsalze dieselben drei Maxima, während die Nitrate und die Bromide je eine gemeinsame Bande im Ultraviolett haben. Die den beiden Jodiden gemeinsame Absorption beruht indessen in beiden Fällen auf einer Spur von freiem Jod, die sehr schwer zu vermeiden ist; beide Jodide zersetzen sich zu Oxyjodiden unter Entbindung von freiem Jod.

Vier Kupfersalze waren im Ultrarot gleichfalls additiv, wiesen aber im Ultraviolett Unter-

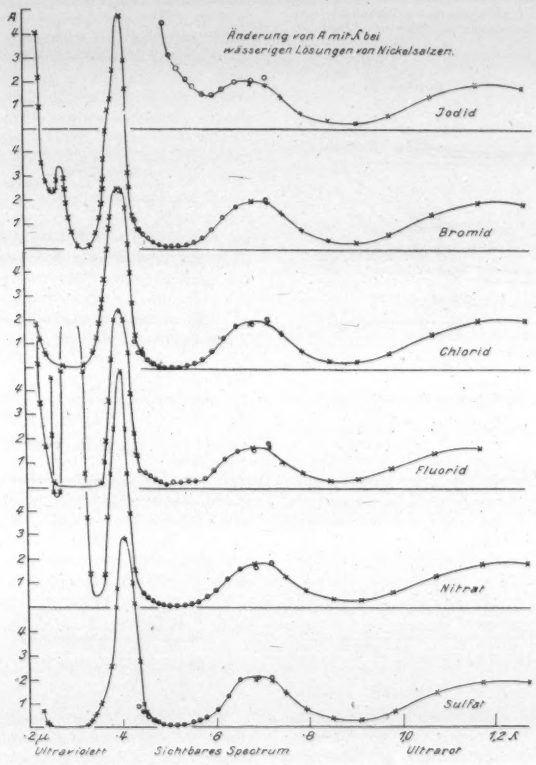


Fig. 2b.

schiede auf. Kupferazetat verhält sich indessen eigentümlich; die drei Azetate wurden im sichtbaren Spektrum untersucht; während sich nun Kobaltazetat und Nickelazetat wie die übrigen Kobalt- und Nickelsalze verhalten, ändert sich A beim Kupferazetat in derselben Weise wie bei den übrigen Kupfersalzen, hat aber einen Wert, der rund $2^1/_2$ mal so groß ist.

Die Ursache der Farbenänderungen wässeriger Lösungen von Kupfer- und von Kobaltsalzen mit der Konzentration ist sehr viel erörtert worden, und wir haben sie sehr gründlich untersucht. Von allen untersuchten Salzen des Kupfers, des Kobalts, des Nickels und des Eisens zeigten die Chloride und die Bromide diese Farbenänderung in höchst ausgeprägtem Maße, und sie trat für gewöhnlich nur an einer bestimmten Stelle im Spektrum auf. Die Kurven in Fig. 3 lassen dies erkennen. Jede dieser Kurven ist bei der bestimmten Wellenlänge aufgenommen worden, bei der die Änderung am stärksten ausgeprägt ist. Die Ordinaten stellen A dar, während die Abszissen die Konzentration in Grammolekülen per Liter angeben.

In einem besonderen Falle, nämlich bei Fe_2Cl_6, nimmt A bei Annäherung von c an Null zu, aber dies beruht auf der Bildung von Kolloidhydroxyd. In allen übrigen Fällen bleibt A bei niedrigen Werten von c konstant, nimmt aber asymptotisch zu, wenn die Lösungen gesättigt werden. Zum Zwecke des Vergleichs zeigen wir das molekulare Leitvermögen nach den Bestimmungen, die H. C. Jones für eine andere Temperatur ausgeführt hat, und zwar für drei der Salze, und, wie man sieht, ändert

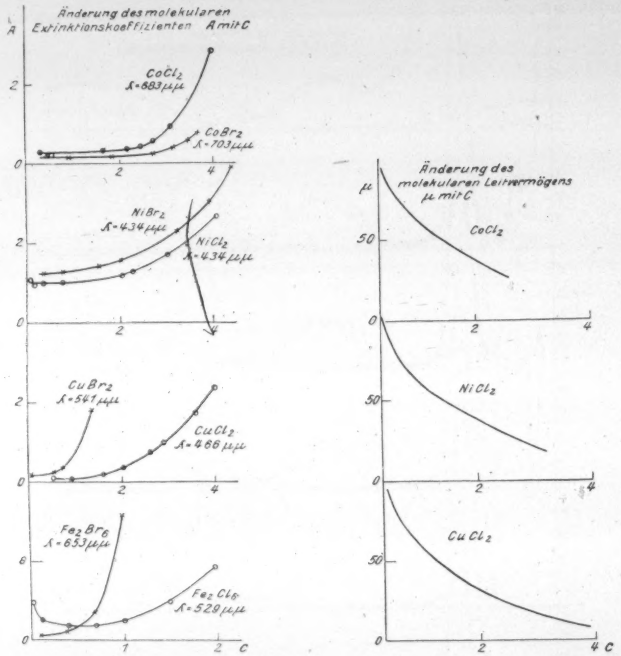


Fig. 3.

sich dieses in ganz anderer Weise mit der Konzentration. Die Farbenänderung der Kobalt-, Kupfer-, Nickel- und Eisensalze kann daher mit Ionendissoziation nichts zu tun haben, sondern muß auf Hydrierung beruhen. Und mehr noch: die Anhänger der Theorie der elektrolytischen Dissoziation müssen annehmen, daß die Ionen und die undissoziierten Moleküle dieselbe Farbe haben.

Die Fälle, in denen der molekulare Extinktionskoeffizient eine additive Größe ist, lassen sich nicht auf elektrolytische Dissoziation zurückführen. Additive Eigenschaften lassen sich tatsächlich nicht zur Stütze der elektrolytischen Dissoziation heranziehen, denn diese Eigenschaften sind für gewöhnlich noch bei hohen Konzentrationen additiv, wo die Moleküle undissoziiert sind.

Die Analogie zwischen den Farbenänderungen der Kobalt- und Kupfersalze und der Umstand, daß die Nickel- und Eisensalze ähnliche Änderungen aufzuweisen haben, sind zuvor nicht betont worden.

Wir haben ferner Lösungen wasserfreier Kupfer-, Kobalt- und Nickelsalze in Azeton und Alkohol untersucht. In diesen Lösungsmitteln versagt die additive Eigenschaft, die Absorption ist stärker und für die einzelnen Salze charakteristischer.

In einigen Fällen tritt eine auffallende Farbenänderung auf, wenn man einer alkoholischen Lösung Wasser zusetzt. Wir haben mehrere dieser Änderungen untersucht, und zwar haben wir Werte von A für Wasserzusätze von verschiedenem Prozentgehalt aufgenommen. Bei Kobaltchlorid und Kobaltbromid war es nun möglich, die mathematische Behandlung der Massenwirkung anzuwenden und die Natur der auftretenden Änderung annähernd zu bestimmen.

Die Untersuchungen wurden von der theoretischen Seite aus in Angriff genommen. Wir hofften, daß es möglich sein dürfte, auf Grund der Spektren irgendein Modell des schwingenden Systems zu konstruieren. Herr J. Koenigsberger und ich haben unabhängig voneinander Methoden zur Berechnung von pe/m ausgearbeitet, wo p

die für die Hervorbringung einer Absorptionsbande in Frage kommende Anzahl von Elektronen oder Ionen im Molekül ist und e/m die übliche Bedeutung hat. Als ich aber diese Methoden anwandte, erhielt ich keine Ergebnisse, die mir irgend etwas aussagten. Auch tritt mit zunehmendem Gewicht des Säureradikals bei den Fluoriden, den Chloriden, den Bromiden und den Jodiden keine Verschiebung der Banden auf. Es scheint daher die Annahme naturgemäß, daß bei den in Fig. 2 dargestellten Lösungen die Absorptionsbanden nicht so sehr für das gelöste Molekül, als vielmehr für seine wässerige Atmosphäre, und nicht so sehr für die Bindungen charakteristisch sind, die das Säureradikal mit der Base verketten, als vielmehr für jene Bindungen, die das Säureradikal und die Base mit dem Wasser verketten.

Man nimmt an, daß beim Auflösen eines Farbstoffes in verschiedenen Lösungsmitteln die Absorptionsbanden bei dem Lösungsmittel mit der stärkeren Brechung und Dispersion gegen das rote Ende des Spektrums hin verschoben werden. Dieser Effekt, der als Kundtsches Gesetz bekannt ist, ist für den mathematischen Physiker von großem Interesse gewesen. Man nimmt an, daß da, wo dieses Gesetz nicht erfüllt ist, chemische Änderungen mitspielen. Ich glaube, daß an dem Gesetz überhaupt nichts Wahres ist.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

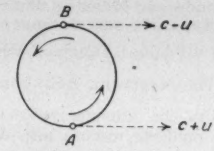
(Eingegangen 11. April 1913.)

Ein astronomischer Beweis für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit.

Von W. de Sitter.

Wenn eine Lichtquelle eine Geschwindigkeit u hat, sagen wir in der Richtung der positiven X — Achse, so ist nach der Theorie von Ritz die Geschwindigkeit des ausgesandten Lichtes in derselben Richtung $C + u$, wo C die Geschwindigkeit des von einer ruhenden Quelle ausgesandten Lichtes ist. In anderen Theorien (Lorentz, Einstein) ist die Lichtgeschwindigkeit immer konstant gleich C, unabhängig von der Bewegung der Quelle. Nun ist sehr einfach einzusehen, daß die von Ritz angenommene Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Quelle absolut unzulässig ist.

Man denke sich einen Doppelstern, und einen Beobachter in einer großen Entfernung Δ in die Bahnebene. Das vom Stern im Punkte A (siehe Figur) ausgesandte Licht wird gemäß der Theorie von Ritz beobachtet nach einer Zeit $\Delta/(C + u)$,



das von B ausgesandte Licht nach einer Zeit $\Delta/(C - u)$. Nennen wir T die halbe Umlaufszeit des Sterns (dessen Bahn einfachheitshalber als kreisförmig gedacht ist), so ist das Zeitintervall zwischen den beiden Beobachtungen $T + \frac{2u\Delta}{C^2}$. Geht der Stern in der zweiten Hälfte seiner Periode von B nach A, so ist das beobachtete Zeitintervall $T - \frac{2u\Delta}{C^2}$. In der gewöhnlichen Theorie sind beide Intervalle gleich T. Wenn nun $\frac{2u\Delta}{C^2}$ von derselben Größenordnung ist wie T, so würde es, wenn die Ritzsche Theorie wahr wäre, unmöglich sein, die Beobachtungen mit den Keplerschen Gesetzen in Einklang zu bringen. Bei allen spektroskopischen Doppelsternen ist nun in der Tat $\frac{2u\Delta}{C^2}$ nicht nur von derselben Größenordnung wie T, sondern wahrscheinlich in den meisten Fällen sogar viel größer. Nimmt man z. B. $u = 100\ \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, $T = 8$ Tage, $\frac{\Delta}{C} = 33$ Jahre (d. i. eine Parallaxe von $0{,}1''$), so hat man annähernd $T - \frac{2u\Delta}{C^2} = 0$. All diese Größen sind von einer Ordnung, die bei den bestbekannten spektroskopischen Doppelsternen sehr häufig ist. (Die meisten Parallaxen werden wohl kleiner als $0{,}1''$ sein.)

Die Existenz der spektroskopischen Doppelsterne und der Umstand, daß in weitaus den meisten Fällen die beobachtete Radialgeschwindigkeit vollständig durch die Keplersche Bewegung repräsentiert wird, ist also ein kräftiger Beweis für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Es mag noch daran erinnert werden, daß in vielen Fällen die aus den Radialgeschwindigkeiten abgeleitete Bahnbewegung durch visuelle Beobachtungen (wie bei δ Equulei, ζ Herculis usw.) oder durch die Beobachtung der Verfinsterung der einen Komponente des Doppelsternes durch die andere (wie bei den Algol-variabeln) bestätigt wird.

Leiden, Februar 1913.

(Eingegangen 14. Februar 1913.)

Eine Methode zur Messung der wirksamen Kapazität von Antennen.

(Mitteilung aus d. Kais. Telegraph.-Versuchsamt.)

Von Hermann Behnken.

§ 1. Um den Dämpfungswiderstand eines Senders zu ermitteln, benutzt man die Formel:

$$\delta = \pi \cdot W \cdot \sqrt{\frac{C}{L}},$$

wo unter δ das Dämpfungsdekrement, unter W der Dämpfungswiderstand und unter C und L wirksame Kapazität und Selbstinduktion des Senders zu verstehen sind. Es müssen also außer δ noch C und L oder wegen der Thomsonschen Formel zwei von den Größen λ, C, L bekannt sein. L und C sind bei einer geradlinigen Antenne stark abhängig von der Frequenz, wenn man sich der Eigenschwingung nähert. Die in der Praxis üblichen Meßmethoden für die Kapazität[1]) nehmen darauf keine Rücksicht. Sie liefern brauchbare Resultate nur bei niedrigen Frequenzen, wo sie die statische Kapazität, d. h. einen oberen Grenzwert ergeben. Bei hohen Frequenzen versagen sie. Die einzige strenge Methode, die wirksame Kapazität zu messen, rührt her von C. Fischer[2]). Sie besteht darin, daß man $L \cdot C$ und $\frac{C}{L}$ bestimmt, und zwar $L \cdot C$ durch Messung von λ, und $\frac{C}{L}$ durch Messung der Dekrementsvergrößerung δ, die durch Einschaltung eines bekannten Widerstands R hervorgerufen wird. Es gilt nämlich die Gleichung:

$$\delta = \pi \cdot R \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Gegen die Fischersche Methode ist theoretisch nichts einzuwenden. Doch wird eine hinreichende Genauigkeit in der Praxis nicht erreicht, da die Dekrementsbestimmungen zu schwierig und umständlich sind, worauf neuerdings A. Esau[3]) besonders hingewiesen hat.

§ 2. Im folgenden soll eine neue strenge Methode beschrieben werden, die es erlaubt, die wirksame Kapazität einer Antenne mit Hilfe weniger, leicht ausführbarer Messungen für eine beliebige Frequenz zu bestimmen.

Der Gedankengang ist folgender: Die in Fig. 1 dargestellte Schaltung läßt sich auffassen als ein gekoppeltes System, das aus zwei Kreisen I und II besteht, die durch die Spule L_1 sowohl galvanisch als induktiv gekoppelt sind. C_1

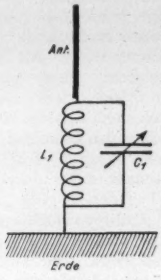


Fig. 1.

soll so eingestellt sein, daß der geschlossene Kreis, bestehend aus L_1 und C_1, dieselbe Wellenlänge aufweist wie der offene Kreis: Antenne—Spule L_1—Erde. Bezeichnet man die wirksame Kapazität der Antenne mit C_A, die wirksame Selbstinduktion mit L_A, so ist:

$$L_1 \cdot C_1 = (L_1 + L_A) \cdot C_A,$$

$$\frac{L_1}{L_1 + L_A} = \frac{C_A}{C_1}.$$

Der Kopplungsfaktor k der beiden Kreise I und II ist

$$k = \sqrt{\frac{L_{I\,II} \cdot L_{II\,I}}{L_I \cdot L_{II}}}.$$

Es ist aber in unserem Falle:

$$L_{I\,II} = L_{II\,I} = L_1 = L_1$$

und

$$L_{II} = L_1 + L_A.$$

Man kann daher schreiben:

$$k = \sqrt{\frac{L_1}{L_1 + L_A}} = \sqrt{\frac{C_A}{C_1}}$$

oder

$$\underline{C_A = k^2 \cdot C_1}\ ^1).$$

k ist leicht zu bestimmen durch Messung der beiden Kopplungswellen λ_1 und λ_2 nach der Formel:

1) Vgl. J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 195 ff.

2) C. Fischer, Ann. d. Phys. (4) **32**, 979, 1910.

3) A. Esau, diese Zeitschr. **13**, 658, 1912.

1) Berücksichtigt man in der Thomsonschen Formel die Dämpfungsdekremente der beiden Kreise δ_1 und δ_2, so erhält man die Gleichung:

$$\frac{L_1}{L_1 + L_A} = \frac{C_A}{C_1} \cdot \frac{1 + \left(\frac{\delta_1}{2\pi}\right)^2}{1 + \left(\frac{\delta_1}{2\pi}\right)^2} = k^2.$$

Die hierdurch hervorgerufene Änderung von C_A ist sehr gering, da für die Größe des Korrektionsfaktors nicht einmal die Dekremente selbst in Frage kommen, sondern nur deren Unterschied. Nimmt man den extremen Fall an, daß die Dämpfung des einen Kreises 0,3, die des anderen 0 sei, so beträgt die Korrektion für C_A nur etwa 2 Promille. Die Dämpfungen können also in allen praktischen Fällen vernachlässigt werden.

$$k = \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}.$$

Falls nur eine der beiden Kopplungswellen gemessen wird, kann man zur Not auch die gemeinsame Welle λ zu Hilfe nehmen, und nach der Formel

$$k = \frac{\lambda_1^2 - \lambda^2}{\lambda^2} = \frac{\lambda^2 - \lambda_2^2}{\lambda^2}$$

rechnen. Der Gang der Messung ist hiernach folgender: Man schaltet Antenne und Erde an die Enden einer Spule L_1 von passender Größe und mißt die Wellenlänge λ dieses Gebildes. Darauf ersetzt man die Antenne durch einen zu L_1 parallel geschalteten, geeichten Drehkondensator und stellt diesen so ein, daß sich wieder die Wellenlänge λ ergibt. Die Kapazität des Kondensators in dieser Einstellung ist C_1. Nun wird, wie in Fig. 1 gezeichnet ist, die Antenne wieder hinzugeschaltet. Dann lassen sich die beiden Kopplungswellen λ_1 und λ_2 messen, aus denen dann k folgt.

§ 3. Um die mit dieser Methode gefundenen Ergebnisse mit den Forderungen der Theorie vergleichen zu können, wollen wir ausrechnen, wie sich für einen frei im Luftraum ausgespannten Draht als Antenne die wirksame Kapazität als Funktion der Frequenz darstellt. Dazu wird ein Ansatz benutzt, der von Drude[1]) aufgestellt worden ist. In der in Fig. 2 dargestellten Schaltung denken wir uns ein Koordinaten-

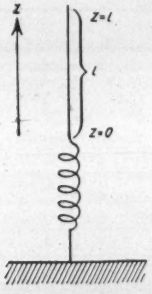


Fig. 2.

system so gelegt, daß die z-Achse in Richtung der Antenne weist. Der Koordinatenanfangspunkt fällt mit dem unteren Endpunkt der Antenne zusammen. Die Länge der Antenne sei l. Die Eigenschwingung des Systems habe die Wellenlänge λ. Dann kann man die Stromstärke i in der Antenne in folgender Form ausdrücken:

$$i = A \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T} \sin 2\pi \frac{l - z}{\lambda},$$

oder wenn man statt λ und T die Frequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ einführt:

$$i = A \cdot \sin(\omega t) \cdot \sin \frac{\omega}{c'} (l - z).$$

Hier ist c' die Geschwindigkeit, mit der sich die Welle längs der Antenne ausbreitet. A ist die Amplitude und T die Schwingungsdauer. Bezeichnet man die auf der Länge dz der Antenne befindliche Ladung mit $e \cdot dz$, so gilt die Beziehung:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z} = \frac{A\omega}{c'} \cdot \sin \omega t \cdot \cos \frac{\omega}{c'} \cdot (l - z),$$

$$e = \frac{A \cdot \omega}{c'} \cdot \cos \frac{\omega}{c'} (l - z) \cdot \int \sin \omega t \cdot dt,$$

$$e = -\frac{A}{c'} \cdot \cos \frac{\omega}{c'} (l - z) \cdot \cos \omega t + K.$$

Die Integrationskonstante K bedeutet eine übergelagerte statische Ladung, die für die weitere Betrachtung belanglos ist. Sie werde $= 0$ gesetzt. Die Gesamtladung der Antenne ist:

$$\mathfrak{E} = \int_{z=0}^{z=l} e \cdot dz = -\frac{A}{\omega} \cdot \cos \omega t \cdot \sin \frac{\omega l}{c'}.$$

Nimmt man nun an, daß die statische Kapazität auf der Antenne gleichmäßig verteilt ist und bezeichnet den auf die Längeneinheit fallenden Teil mit C, so wird die Spannung im Punkte z der Antenne berechnet zu:

$$V_z = \frac{e}{C} = -\frac{A}{c' \cdot C} \cdot \cos \frac{\omega}{c'} (l - z) \cdot \cos \omega t.$$

Das Maximum der Spannung liegt bei $z = l$:

$$V_m = -\frac{A}{c' \cdot C} \cdot \cos \omega t.$$

Denkt man sich die Kapazität der Antenne durch einen Kondensator ersetzt, so würde V_m die Spannungsdifferenz seiner Belegungen sein. Es ist also die wirksame Kapazität der Antenne:

$$C_A = \frac{\mathfrak{E}}{V_m} = \frac{c' \cdot C \cdot \sin \frac{\omega l}{c'}}{\omega}.$$

Diese Formel gibt also an, in welcher Weise die wirksame Kapazität einer Antenne von der Frequenz, in welcher sie erregt wird, abhängig ist. Für den Fall einer unendlich langsamen Schwingung, d. h. $\omega = 0$, wird:

$$C_A = C \cdot l.$$

Die Antenne wirkt also mit ihrer ganzen stati-

1) Vgl. z. B. P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 11, 957, 1903.

schen Kapazität. Für den Fall der Eigenschwingung, d. h. $\omega = \frac{2\pi c'}{4l}$, ergibt sich:

$$C_A = \frac{2lC}{\pi}.$$

Die Kapazität sinkt also auf den $\frac{\pi}{2}$ten Teil der statischen Kapazität. Streng gelten diese Formeln nur, wenn die Kapazität längs der Antenne gleichmäßig verteilt ist, nicht also bei Schirmantennen, oder wenn die gleichmäßige Verteilung der Kapazität durch angenäherte Leiter oder dergleichen gestört ist.

§ 4. Die oben beschriebene Meßmethode wurde nunmehr angewendet auf die größte der Antennen des Telegraphen-Versuchsamts. Diese besteht aus einem 3 mm dicken und 270 m langen Bronzedraht, der vom Dache des Telegraphen-Versuchsamts zum Dache des preußischen Abgeordnetenhauses horizontal ausgespannt ist.

Die Wellenlängenmessungen wurden so vorgenommen, daß der zu messende Kreis mit der Spule eines Wellenmessers lose gekoppelt wurde. Der Wellenmesser wurde mit Summer erregt. Bei der Resonanzeinstellung des Wellenmessers werden in dem untersuchten Kreise Schwingungen hervorgerufen, die mit Hilfe eines aperiodischen Detektorkreises im Telephon abzuhören sind. Der aperiodische Kreis darf dabei nur mit dem untersuchten Kreise, nicht zugleich mit dem Wellenmesserkreise gekoppelt sein. Die benutzte Schaltung wird durch Fig. 3 erläutert.

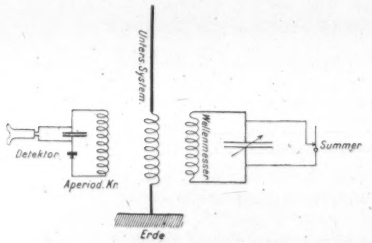


Fig. 3.

Die hiermit gewonnenen Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

λ	C_1	λ_1	λ_2	k	C_A
1612 m	53,2 m	1088 m	1150 m	0,500	13,3 m
1900	31,9	2495	1095	0,687	15,08
2230	26,9	3040	1088	0,773	16,1
3920	21,0	5380	1043	0,935	18,25
4930	18,8	6960	117	0,990	18,6
6800	19,0	—	—	—	19,0

Die Eigenschwingung der Antenne ergab sich zu $\lambda_0 = 1340$ m. Aus dieser Zahl läßt sich der Wert von c' bestimmen. Es ist nämlich ω_0, d. h. die Eigenfrequenz, gleich

$$\frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{2\pi c'}{4l},$$

$$c' = c \cdot \frac{4l}{\lambda_0} = 2{,}32 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Da die statische Kapazität der Antenne 19,0 m beträgt, so findet man für C den Wert:

$$\frac{19}{270} = 0{,}070 \cdots\cdots \text{m}.$$

Da die praktisch benutzten Wellenmesser meist für die sogenannte Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, nicht für Frequenzen geeicht sind, so wollen wir in die oben abgeleitete Formel für den Vergleich mit den Messungen an Stelle der Frequenz ω die Wellenlänge λ einführen. Die Formel lautet dann:

$$C_A = \frac{\lambda \cdot C \sin\left[\frac{2\pi l}{\lambda} \cdot \frac{c}{c'}\right]}{2\pi \frac{c}{c'}}.$$

Berechnet man die wirksame Kapazität der benutzten Antenne für verschiedene Wellenlängen nach dieser Formel, indem man für c' und C die gefundenen Werte einsetzt, so findet man die in folgender Tabelle zusammengestellten Werte.

λ	C_A	λ	C_A
1500 m	12,9 m	5000 m	18,46 m
2000	15,38	6000	18,60
3000	17,34	7000	18,72
4000	18,10		

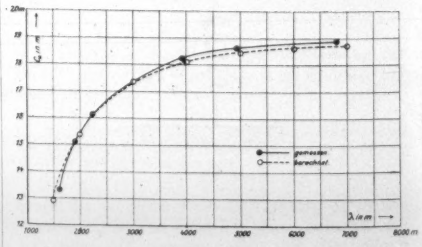


Fig. 4.

Fig. 4 gibt einen Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Werten in graphischer Darstellung. Es sind als Abszissen die Wellenlängen, als Ordinaten die Werte für die

wirksame Kapazität aufgetragen. Wie man sieht, sind die Abweichungen der Kurven voneinander gering. Soweit sie die Fehlergrenze der Messung überschreiten, erklären sie sich daraus, daß eben die von der Theorie vorausgesetzte gleichmäßige Verteilung der Kapazität in der Tat nicht streng vorhanden ist.

§ 5. Für die Messung der wirksamen Selbstinduktion ist die Brauchbarkeit der Methode beschränkt. Man macht dazu Gebrauch von der Beziehung:

$$L_A = L_1\left(\frac{1-k^2}{k^2}\right).$$

Um die beiden Kopplungswellen mit ausreichender Genauigkeit messen zu können, darf man k nicht zu gering werden lassen. Andererseits muß sich aber k noch gehörig von 1 unterscheiden, da die Bestimmung von k sonst eine praktisch schwer erreichbare Genauigkeit erfordert. Die Anwendbarkeit der Methode beschränkt sich also auf mittlere Werte von k.

§ 6. Die beschriebene Methode kann auch von Nutzen sein für die Bestimmung der wirksamen Kapazität einer frei endigenden Spule. Diese zeigt eine analoge Abhängigkeit von der Frequenz wie eine einfache Antenne. Es gilt auch für diesen Fall die oben abgeleitete Formel, wenn nur die Voraussetzung der gleichmäßigen Verteilung der statischen Kapazität erfüllt ist. Für die Messung verlängert man die untersuchte Spule L_x durch eine kleine Spule L_1, die so bemessen sein muß, daß die wirksame Kapazität von L_1 gegen die von L_x vernachlässigt werden darf. Es ist dabei darauf zu achten, daß sich beide Spulen nicht etwa noch elektromagnetisch induzieren, da sonst die oben benutzte Beziehung:

$$L_{\mathrm{I\,II}} = L_{\mathrm{II\,I}} = L_1$$

ungültig wird. Hiernach wurde unter anderem die Kapazität einer großen Spule, wie sie von der Firma Hans Boas zur Demonstration der Seibtschen Sprühversuche geliefert wird, gemessen. Das Ergebnis war folgendes:

$\lambda = 1682$ m, $\quad C_1 = 4{,}00$ m, $\quad \lambda_1 = 1956$ m,
$\lambda_2 = 1550$ m, $\quad k = 0{,}228$, $\quad C_A = 20{,}86$ cm.

Die Spule hat eine Höhe von reichlich 1 m und 40 cm Durchmesser. Sie besteht aus über 500 Windungen aus blankem Kupferdraht, die durch eine Zwischenlage von schellackgetränktem Bindfaden voneinander isoliert sind.

Eine kleinere Spule von ca. 70 cm Höhe und 30 cm Durchmesser aus etwa 2200 Windungen von besponnenem Kupferdraht ergab folgende Werte:

$\lambda = 4880$ m, $\quad C_1 = 32{,}9$ m, $\quad \lambda_1 = 5040$ m,
$\lambda_2 = 4740$ m, $\quad k = 0{,}0618$, $\quad C_A = 12{,}5$ cm.

§ 7. Zusammenfassung. Die beschriebene Methode gestattet, die wirksame Kapazität einer Antenne für beliebige oberhalb der Eigenschwingung liegende Wellenlängen streng und zugleich bequem zu messen. Außerdem wird gezeigt, daß die nach dieser Methode an einer einfachen, horizontal ausgespannten Antenne ausgeführten Messungen mit der Theorie im Einklang sind. Die beschriebene Meßmethode ist außer für Antennen auch anwendbar für Spulen mit freiem Ende, wobei gewisse Vorsichtsmaßregeln zu beachten sind.

Berlin, 8. April 1913.

(Eingegangen 12. April 1913.)

Zerstreuung und bewegte Intensität der Kanalstrahlen.

Von J. Stark und H. Kirschbaum.

§ 1. Problem. — Die ersten spektralanalytischen Beobachtungen über die Zerstreuung der Kanalstrahlen rühren von W. Hermann und S. Kinoshita[1]) her. Sie stellten an den Serienlinien (H_β, H_γ, H_δ) des Wasserstoffs fest, daß die Beimischung schwererer Gase zu Wasserstoff das Intensitätsminimum zwischen ruhender Linie und bewegtem Streifen verkleinert oder zum Verschwinden bringt, die größte Verschiebung im Dopplereffekt vermindert und unter Umständen sogar auf der entgegengesetzten Seite der ruhenden Linie bewegte Intensität auftreten läßt. Auf Grund wertvoller ausgedehnter Untersuchungen kam B. Strasser[2]) für Wasserstoff, dem Helium, Stickstoff oder Argon beigemischt ist, zu dem gleichen Resultat. Seine Beobachtungen lassen sich in erster Linie aus der Zerstreuung[3]) der Wasserstoffkanalstrahlen, in zweiter Linie aus dem Einfluß der Elektropositivität[4]) des beigemischten Gases erklären.

Den Einfluß der Zerstreuung auf die bewegte Intensität kann man in zwei Vorgänge zerlegen, nämlich in eine Wirkung auf die Kanalstrahlen hinter der Kathode und eine Wirkung auf die Kanalstrahlen während ihrer Beschleunigung im elektrischen Feld vor der Kathode.

Der elementare Vorgang der Zerstreuung hinter der Kathode ist vermutlich folgender. Ein ursprünglich parallel der Röhrenachse laufendes

1) W. Hermann und L. Kinoshita, diese Zeitschr. **7**, 564, 1906.
2) B. Strasser, diese Zeitschr. **10**, 404, 1909; Ann. d. Phys. **31**, 890, 1910.
3) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 193, 1911.
4) J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 529, 1913.

Kanalstrahlenteilchen stößt auf ein ruhendes Gasmolekül und tritt hierbei mit ihm in eine wechselseitige Kraftwirkung; diese mag zunächst Ionisierung des Gasmoleküls oder des Kanalstrahlenteilchens selbst, außerdem Erzeugung von optischer (oszillatorischer) Energie an diesem und an jenem zur Folge haben. Nach dem darauffolgenden Auseinandertreten und Aufhören der wechselseitigen Kraftwirkung hat das Kanalstrahlenteilchen infolge dieser Wirkung eine mehr oder weniger große Geschwindigkeit senkrecht zu seiner ursprünglichen Geschwindigkeitsachse (Röhrenachse) angenommen, außerdem ist seine Geschwindigkeit parallel der Röhrenachse kleiner geworden; gleichzeitig hat seine kinetische Energie abgenommen infolge der von ihm bewirkten Ionisierung, Lichterregung oder Übertragung von Bewegungsgröße auf das gestoßene Teilchen. Bringt das Kanalstrahlenteilchen nach erfolgtem Zusammenstoß Serienlinien zur Emission, so erscheinen diese einem in der Röhrenachse entgegen den heranlaufenden Kanalstrahlen blickenden Beobachter infolge des Verlustes von Geschwindigkeit parallel der Röhrenachse um einen kleineren Betrag nach kürzeren Wellenlängen verschoben, als es ohne den Zusammenstoß der Fall sein würde.

Die Ablenkung des einzelnen Kanalstrahlenteilchens beim Durchgang durch ein Kraftfeld von seiten eines ruhenden Gasmoleküls oder genauer die hierbei senkrecht zur Röhrenachse gewonnene Geschwindigkeit ist offenbar um so kleiner, je größer die Geschwindigkeit des stoßenden Kanalstrahlenteilchens ist; um so kürzere Zeit unterliegt nämlich dieses dem transversal beschleunigenden molekularen Kraftfeld, ähnlich wie ein Kathodenstrahl durch ein elektromagnetisches Feld um so weniger abgelenkt wird, je größer seine Geschwindigkeit ist. Kanalstrahlenteilchen einer und derselben Art werden darum von Gasmolekülen um so stärker zerstreut, je kleiner ihre Geschwindigkeit ist[1]). Weiter erfahren aus dem gleichen Grunde Kanalstrahlenteilchen verschiedener Art, welche zwar gleiche kinetische Energie, aber infolge verschiedener Masse eine verschiedene Geschwindigkeit haben, beim Zusammenstoß einen um so größeren transversalen Impuls, je größer ihre Masse ist. Endlich ist dieser Impuls für Kanalstrahlenteilchen einer und derselben Art um so größer, je ausgedehnter und je stärker das durchlaufene Kraftfeld des gestoßenen Gasteilchens ist; dies wird um so mehr zutreffen, je größer dessen Masse ist; freilich mag hierbei auch die chemische Natur des Gasteilchens eine Rolle spielen. Es ist zu erwarten, daß parallel der Größe des transversalen Impulses die Größe des verzögernden longitudinalen Impulses geht, welcher den Kanalstrahlenteilchen Geschwindigkeit parallel der Röhrenachse nimmt.

Der elementare Vorgang der Zerstreuung der Kanalstrahlen vor der Kathode in der Zeit, während welcher ihre Geschwindigkeit von Null bis zu einem maximalen Endwert beim Passieren der Kathodenoberfläche ansteigt, ist im Grunde derselbe wie der Vorgang der Zerstreuung hinter der Kathode. Indes verdient sein Fall deswegen besonders hervorgehoben zu werden, weil gemäß dem Vorstehenden die Zerstreuung der Kanalstrahlen vor der Kathode besonders wirksam ist, da ja hier alle Kanalstrahlenteilchen eine Zeitlang kleine Geschwindigkeit besitzen.

In einem Kanalstrahlenbündel erfahren nun die einzelnen Kanalstrahlenteilchen durch Zusammenstöße eine transversale Ablenkung und einen Verlust longitudinaler Geschwindigkeit in verschiedenem Betrage und in verschiedenzähliger Wiederholung. In der Verteilung der endlichen bewegten Intensität, welche eine Serienlinie der Kanalstrahlen bei der Beobachtung parallel der Röhrenachse darbietet, kommen die Zerstreuungen der einzelnen Teilchen nebeneinander und übereinander gelagert zum Ausdruck; zwischen dem endlichen und dem elementaren Effekt läßt sich kaum ein quantitativer Zusammenhang herstellen. Gleichwohl kann man durch die planmäßige Auswahl gewisser Fälle auf Grund der Verteilung der bewegten Intensität der Kanalstrahlen zeigen, daß die Hauptzüge des oben entworfenen Bildes von dem elementaren Vorgang der Zerstreuung richtig sind.

Gemäß diesen Überlegungen stellte sich die vorliegende Untersuchung folgende experimentelle Aufgaben. Erstens (§ 2) sollte geprüft werden, welcher Unterschied zwischen den bewegten Intensitäten von Kanalstrahlen besteht, wenn diese in Gasen von verschiedenem Molekulargewicht (Quecksilberchlorid, Argon, Sauerstoff, Helium) verlaufen. Zweitens (§ 3) sollte entschieden werden, ob Kanalstrahlen von derselben Art, aber von verschiedenen Geschwindigkeiten in einem und demselben Gas verschieden stark zerstreut werden. Drittens (§ 5) war als extremer Fall die Zerstreuung von Kanalstrahlen großer Masse (Quecksilber) in einem Gas großen Molekulargewichts zu untersuchen.

Die hierbei angewandten optischen und elektrischen Methoden waren dieselben, wie sie bereits für die Untersuchung des Heliums benutzt

1) Die Vermutung, daß langsame Kanalstrahlen bei Zusammenstößen mit Gasmolekülen stärker abgelenkt werden als schnelle Kanalstrahlen, hat Herr H. Pettersson in einem Briefe an mich (7. Februar 1913) geäußert.
Stark.

und an anderer Stelle[1]) ausführlich beschrieben worden sind. Bei den Beobachtungen an *Al*-, *H*- und *Hg*-Kanalstrahlen war lediglich das Zeiß-Tessar von 21 cm Brennweite durch ein Tessar von 30 cm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis 1 : 3,5 ersetzt.

§ 2. Zerstreuung von Kanalstrahlen in verschiedenen Gasen. — In Fig. 1 ist die Schwärzungsverteilung der Linie λ 4190,0 Å des

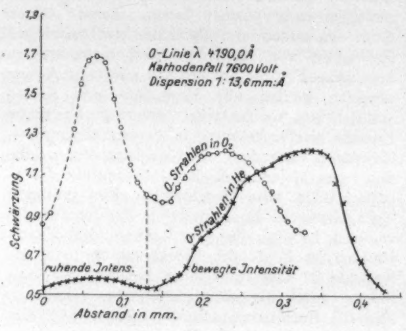


Fig. 1.

Sauerstoffs für zwei verschiedene Fälle dargestellt, nämlich erstens für den Fall, daß die *O*-Kanalstrahlen in reinem Sauerstoff erzeugt werden und in reinem Sauerstoff verlaufen, zweitens für den Fall, daß sie in Helium, dem eine Spur Sauerstoff beigemischt ist, erzeugt werden und verlaufen; in beiden Fällen fiel die Achse des Kanalstrahlenbündels mit derjenigen des Kollimatorrohrs zusammen.

Wie ein Blick auf die Figuren erkennen läßt, zeigen die *O*-Strahlen beim Verlauf in Helium bewegte Intensität für eine größere maximale Geschwindigkeit (Verschiebung, Abstand), und ihre maximale bewegte Intensität ebenfalls für eine größere Geschwindigkeit als die *O*-Strahlen beim Verlauf in Sauerstoff. Ferner ist in diesem Falle das Intensitätsminimum weniger tief als in jenem; außerdem weist die Verteilungskurve der bewegten Intensität in Sauerstoff nicht die Singularitäten (Wendepunkte) der Kurve in Helium auf, welche, wie an anderer Stelle gezeigt werden wird, verschiedenen Geschwindigkeitsintervallen entsprechen. Es wird sich wohl kaum ein Widerspruch erheben, wenn diese Unterschiede aus einer verschieden starken Zerstreuung der *O*-Kanalstrahlen an O_2- und an *He*-Molekülen erklärt wird. Die Zerstreuung der Kanalstrahlen verschiebt also die bewegte Intensität nach kleineren Geschwindigkeiten und ändert außerdem die Form ihrer Verteilungskurve, indem sie feine Singularitäten in ihr verwischt.

Wir beschränken uns hier auf das Beispiel des Sauerstoffs, bemerken indes, daß wir die gleichen Erscheinungen in anderen Fällen (*N*-Strahlen in N_2 und in *He*, *J*-Strahlen in J_2 und in *He*, *A*-Strahlen in *A* und in *He*) feststellen konnten.

§ 3. Zerstreuung verschieden schneller Strahlen. — Um die verschiedene Zerstreuung für verschiedene Geschwindigkeiten zu zeigen, hat man Kanalstrahlen eines und desselben Elements in zwei verschiedenen Geschwindigkeitsintervallen gleichzeitig in derselben Gasatmosphäre zum Verlaufen zu bringen. In interessanter Weise läßt sich diese Forderung an Kanalstrahlen eines Elements erfüllen, welches gleichzeitig ein- und zweiwertige Kanalstrahlionen zu bilden vermag. Es durchlaufen nämlich dann einwertige Ionen mit der Ladung e den Kathodenfall V, zweiwertige Ionen mit der Ladung $2e$; es entstehen somit Kanalstrahlen zweier verschiedener Geschwindigkeitsintervalle, von denen das eine die obere Grenze $\sqrt{2\frac{e}{m}V}$, das andere die obere Grenze $\sqrt{4\frac{e}{m}V}$ hat. Hinter der Kathode können dann zweiwertige Ionen durch Elektronisierung einwertig werden unter Beibehaltung ihrer zweiwertigen Geschwindigkeit; dann kommen hinter der Kathode einwertige Ionen in einem ein- und in einem zweiwertigen Geschwindigkeitsintervall vor. Und emittieren diese einwertigen Kanalstrahlionen in einer Serienlinie bewegte Intensität, so weist deren Kurve bei genügender Dispersion entsprechend den zwei Geschwindigkeitsintervallen zwei Maxima auf. An anderer Stelle[1]) sind diese Verhältnisse für den Fall des Heliums eingehend diskutiert.

Das Aluminiumduplett λ 3961,7—3944,2 Å wird nun, wie an anderer Stelle eingehend gezeigt werden wird, von dem einwertigen Aluminium-Atomion emittiert. Bei einem Kathodenfall von 7600 Volt werden dreiwertige *Al*-Ionen nur in sehr geringerer Menge gebildet, überwiegend ein- und zweiwertige *Al*-Ionen. Zwischen diesen stellt sich dann ein Gleichgewicht her, so daß das Duplett sowohl im ein- wie im zweiwertigen Geschwindigkeitsintervall von einwertigen Ionen emittiert wird. In Fig. 2 ist für diesen Fall die Schwärzungskurve für die Komponente

1) J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 505, 1913.

1) J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 531, 1913.

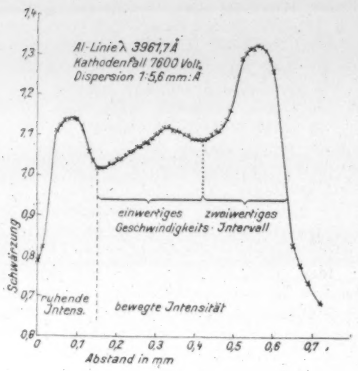


Fig. 2.

λ 3961,7 Å mitgeteilt. Wie sich aus ihr ersehen läßt, ist das Maximum der bewegten Intensität in dem (einwertigen) Intervall kleiner Geschwindigkeiten im Vergleich zu dem Maximum in dem (zweiwertigen) Intervall größerer Geschwindigkeiten stark verflacht. Auch verhalten sich die Geschwindigkeiten der zwei Maximalwerte nicht wie 1 : 1,4, wie es ohne Zerstreuung der Fall wäre, sondern nahezu wie 1 : 2. Die Erklärung dieser Verhältnisse liegt zweifellos in dem Umstande, daß *Al*-Strahlen von kleiner Geschwindigkeit in derselben Gasatmosphäre stärker zerstreut werden als *Al*-Strahlen größerer Geschwindigkeit. Wie die Linien des Spektrogramms, von dem die Fig. 2 abgenommen ist, erkennen lassen, bestand die zerstreuende Gasatmosphäre aus viel H_2 und Cl_2 und etwas $AlCl_3$ und $HgCl_2$.

Der Einfluß der Zerstreuung und der mit ihr verbundenen Dämpfung auf die Umbildung rascher zweiwertiger Kanalstrahlionen in langsamere einwertige Kanalstrahlionen wird an anderer Stelle beleuchtet werden.

§ 4. Einfluß der Elektronegativität eines Gases und der Zerstreuung der Kanalstrahlen auf die Stärke des Glimmstroms. — Bevor wir zur Diskussion anderer Fälle von Zerstreuung der Kanalstrahlen übergehen, ist es notwendig, einen Einfluß auf die Stärke des Glimmstroms bloßzulegen, der sich bei Untersuchungen über Kanalstrahlen in extremer Weise geltend machen kann. Wie bekannt ist, wird der Glimmstrom als selbständige Strömung durch das ionisierende Zusammenarbeiten von Kathoden- und Kanalstrahlen an der Kathode bedingt. Die Kanalstrahlen gehen als positive Ionen von der negativen Glimmschicht oder von Querschnitten zwischen dieser und der Kathode aus, gewinnen, indem sie den Kathodenfall ganz oder teilweise mit positiver Ladung durchlaufen, kinetische Energie und machen, wenn diese ausreichend ist, durch ihren Stoß aus Gasmolekülen oder aus der Kathodenoberfläche negative Elektronen frei. Diese werden ihrerseits vom elektrischen Feld erfaßt, werden, indem sie den Kathodenfall ganz oder teilweise durchfallen, zu Kathodenstrahlen und schaffen als solche durch ihren Stoß auf Gasmoleküle neue positive Ionen. Diese können dann von neuem das Spiel der wechselseitigen Erzeugung von Kathoden- und Kanalstrahlen beginnen. Für die Ionisierung neutraler Atome scheiden hierbei alle Kathoden- und Kanalstrahlen aus, welche nicht genügende kinetische Energie hierfür besitzen; in diesen Fall kommen diejenigen Kathoden- und Kanalstrahlen, welche nur einen kleinen Teil des Kathodenfalls durchlaufen oder beim Durchlaufen eines größeren Teils kinetische Energie durch Zusammenstöße verloren haben. Die Zerstreuung der Kanalstrahlen im Felde der Beschleunigung vor der Kathode ist also ein Faktor, welcher die Ionisierung durch die zwei Strahlenarten verringert. Für die Ionisierung scheiden ferner alle diejenigen an oder vor der Kathode frei gemachten Elektronen aus, welche sich mit einem positiven Ion wieder vereinigen oder durch Anlagerung an neutrale Atome schwer beweglich werden, bevor sie aus dem Fall durch das elektrische Feld zu ionisierenden Kathodenstrahlen haben werden können. Diese Anlagerung negativer Elektronen ist der zweite, unter Umständen den ersten weit überwiegende Faktor, welcher die Ionisierung vor der Kathode verringert.

Nun ist die Stromstärke in einem Querschnitt vor der Kathode gleich der Zahl der positiven und negativen Ionen (Strahlen), welche in der Zeiteinheit den Querschnitt passieren. Starke Zerstreuung der Kanalstrahlen vor der Kathode verringert demnach mit der Zahl der ionisierenden Strahlen die Stromstärke. Hieraus mag sich erklären, daß der Glimmstrom in dem reinen, stark zerstreuenden Quecksilberdampf im Verhältnis zu dem Fall leichter Gase nur eine sehr kleine Stromdichte an der Kathode anzunehmen vermag, eine Beobachtung, welche der eine von uns (Stark) bei mehreren Gelegenheiten machen konnte.

Ebenso zieht vermehrte Anlagerung negativer Elektronen eine Verringerung der Stromdichte an der Kathode des Glimmstroms nach sich. Diese Anlagerung tritt vor allem bei elektronegativen Gasen wie Sauerstoff, Chlor und Jod in den Vordergrund. In der Tat setzt Zusatz von etwas Jod zu Helium die Stärke des Glimmstroms in diesem elektropositiven Gas

außerordentlich stark herab, eine Erscheinung, die bereits an anderer Stelle[1]) beschrieben worden ist. Aus dem gleichen Grunde ist in einem reinen elektronegativen Gas selber für den gleichen Druck die Stromdichte an der Kathode sehr viel kleiner als in einem elektropositiven Gas. Dieser Einfluß der Elektronegativität auf die Dichte des Glimmstroms an der Kathode ist analog dem von W. Matthies[2]) untersuchten großen Gefälle in der positiven Säule sowie dem von O. Reichenheim[3]) beschriebenen großen Anodenfall in elektronegativen Gasen.

Die Chancen dafür, daß im Gebiete des Kathodenfalls oder dicht daran in der Grenze der negativen Glimmschicht positive Ionen durch den Stoß von Kathodenstrahlen erzeugt werden, ist um so größer, je größer der Gasdruck ist; es können sich nämlich dann die Kathodenstrahlen nicht weit von dem Kathodenfallgebiet in solche Querschnitte entfernen, wo die von ihnen erzeugten positiven Ionen nicht mehr zu Kanalstrahlen werden können, sondern sie werden dicht am Kathodenfallgebiet absorbiert, indem sie gestoßene Atome ionisieren. Erhöhung des Gasdrucks vergrößert darum unter sonst gleichen Umständen die Dichte des Glimmstroms an der Kathode infolge vermehrter Kathodenstrahlabsorption. Diese Vergrößerung überwiegt sogar im allgemeinen die Verringerung infolge der Verstärkung der Zerstreuung der Kanalstrahlen.

Nach dieser Beleuchtung von Faktoren, welche die kathodische Dichte des Glimmstroms bedingen, können wir nachstehende Folgerungen ziehen. In einem stark zerstreuenden Gas (Quecksilberdampf) lassen sich schnelle Kanalstrahlen nur bei sehr niedrigem Gasdruck herstellen; dann aber ist die Intensität (Dichte des Glimmstroms) der Strahlen sehr klein. Große Geschwindigkeit und Stromdichte der Kanalstrahlen in einem stark zerstreuenden Gas sind unvereinbare Forderungen. Will man von einem schweren Element (Hg) Kanalstrahlen von großer Geschwindigkeit und erheblicher Stromdichte gewinnen, so muß man sie durch Beimischung des Elements zu einem leichten, wenig zerstreuenden, womöglich elektropositiven Gas herstellen.

In einem elektronegativen Gas, selbst wenn es nur wenig zerstreut, lassen sich schnelle Kanalstrahlen nicht in großer Stromdichte herstellen; diese wird dadurch erhöht, daß man dem elektronegativen Gas ein wenig zerstreuendes, elektropositives Gas (He, H) beimischt. Wollte man die Stromdichte durch Erhöhung des Gasdrucks vergrößern, so müßte man eine vermehrte Zerstreuung der Kanalstrahlen in Kauf nehmen.

§ 5. Quecksilberkanalstrahlen in verschiedenen Gasen. — Bei den nachstehenden Beobachtungen an Hg-Kanalstrahlen befand sich in einem zwischen Kathode und Anode an die Stromröhre angesetzten seitlichen engen Rohre flüssiges Quecksilber oder festes $HgCl_2$; dieses wurde nach Bedarf mehr oder weniger stark von außen erwärmt. Die aus ihm in die Stromröhre tretenden Dämpfe diffundierten durch die Löcher in der Kathode in den Kanalstrahlenraum hinter dieser und wurden hier zum Teil auf der Röhrenwand, zum Teil in einem seitlichen, in flüssige Luft tauchenden Ansatzrohr kondensiert.

Fig. 3 läßt den großen Einfluß des Molekulargewichts ($HgCl_2$, He) auf die bewegte In-

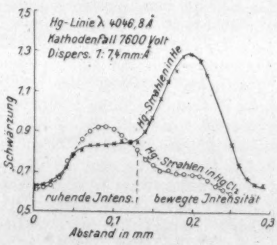


Fig. 3.

tensität und somit auf die Zerstreuung der Kanalstrahlen noch einmal erkennen. Obwohl infolge der Elektropositivität des Heliums die bewegte Intensität geringer ist und bei kleineren Geschwindigkeiten erscheint, als es in einem nicht zerstreuenden, elektronegativen Gas in Analogie zu den Heliumkanalstrahlen der Fall sein würde, ist die Wirkung der Zerstreuung in der elektronegativen $HgCl_2$-Atmosphäre in derselben Richtung doch noch viel größer; die bewegte Intensität erscheint im Verhältnis zur ruhenden Intensität sehr viel kleiner und ihr Maximum ist nach kleineren Geschwindigkeiten verschoben. Dabei erforderte das Hg, He-Spektrogramm nur eine Expositionszeit von 5 Minuten, das $HgCl_2$-Spektrogramm dagegen 50 Minuten.

Die Kurven der Fig. 4 und 5 sind von einem und demselben Spektrogramm gewonnen. Bei dessen Aufnahme wurde der H_2-Atmosphäre in der Stromröhre dadurch ziemlich viel

1) J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 522, 1913.
2) W. Matthies, Ann. d. Phys. **17**, 675, 1905; **18**, 473, 1905.
3) O. Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 168, 1909.

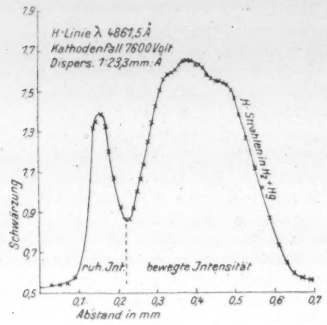


Fig. 4.

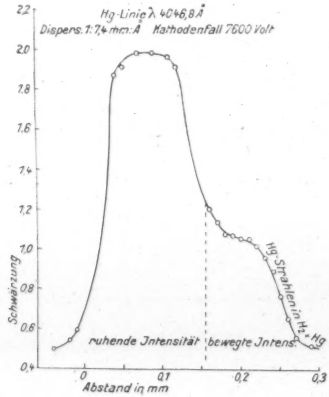


Fig. 5.

Hg-Dampf beigemischt, daß das flüssige Quecksilber zwischen Kathode und Anode auf erhöhter Temperatur gehalten wurde. Gegenüber der Zerstreuung an den Hg-Molekülen konnte demnach die geringe Zerstreuung an den H_2-Molekülen zurücktreten. Der Vergleich[1]) der zwei Figuren 4 und 5 untereinander und mit Fig. 3 läßt erkennen, daß zwar die H-Kanalstrahlen gemäß der guten Ausbildung der Verteilungskurve ihrer bewegten Intensität nur eine geringe, die Hg-Strahlen dagegen eine sehr beträchtliche Zerstreuung erfuhren. Der Grund dieses Unterschieds ist offenbar darin zu suchen, daß die Hg-Strahlen infolge ihrer sehr viel größeren Masse ($H : Hg = 1 : 200$) an den Hg-Molekülen stärker als die H-Strahlen zerstreut[1]) werden.

Die gleiche Erscheinung, die sehr viel stärkere Zerstreuung von Kanalstrahlen größerer Masse, läßt auch ein Vergleich der Figuren 6 und 7 er-

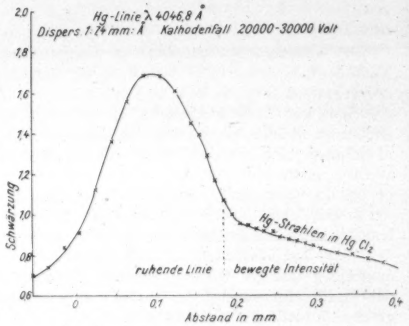


Fig. 6.

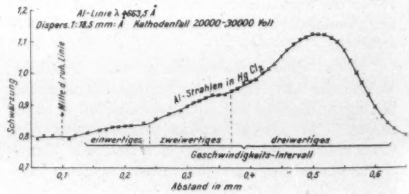


Fig. 7.

kennen. Beide wurden von einem und demselben Spektrogramm erhalten. Die Al-Linie λ 4663,5 Å ist eine zweiwertige Linie des Aluminiums, sie zeigt drei Geschwindigkeitsintervalle. Die Hg-Linie λ 4046,8 Å ist eine zweiwertige Linie des Quecksilbers. Während gemäß dem Kanalstrahlenbild der Quecksilberlinie (Fig. 6) die Zerstreuung der Hg-Strahlen in $HgCl_2$ sehr einflußreich war, erfuhren die zweiwertigen Al-Strahlen gemäß Fig. 7 nur eine geringe Zerstreuung. In dem Kanalstrahlenbild ihrer Linie erscheinen nämlich deutlich Singularitäten und auch sehr große Geschwindigkeiten.

1) Daß in dem Falle der Fig. 5 die Hg-Dampfdichte hinter der Kathode sehr viel größer als in dem Falle des He-Spektrogramms (Fig. 3) war, geht aus der sehr viel größeren ruhenden Intensität der Hg-Linien hervor; diese ist nämlich angenähert proportional dem Druck des der betrachteten Serienlinie zugeordneten Gases hinter der Kathode.

1) Die starke Zerstreuung der Kanalstrahlen in Hg-Dampf hat auch W. Wien (Ann. d. Phys. **39**, 526, 1912) auf anderem Wege nachgewiesen.

§ 6. Aufklärung scheinbarer Widersprüche zwischen den Resultaten verschiedener Beobachter. — W. Wien[1]) hat angegeben, daß *Hg*-Kanalstrahlen, welche in einer reinen *Hg*-Atmosphäre erzeugt werden, keine merkbare positive Ladung mit sich führen. J. Koenigsberger und J. Kutschewski[2]) konnten an *Hg*-Kanalstrahlen, welche aus einer reinen *Hg*-Atmosphäre kamen, keine magnetische Ablenkung beobachten. Auf der anderen Seite ließ sich für eine Reihe von *Hg*-Linien[3]) das Auftreten einer bewegten Intensität an *Hg*-Kanalstrahlen nachweisen; wie damals der eine von uns (Stark) folgerte und wie durch neuere Versuchsergebnisse als richtig erwiesen ist, haben die bewegten Streifen der Linien von Duplett- und Triplettserien positive Kanalstrahlen als Träger, und es konnte auf spektralanalytischem Wege sogar das Auftreten ein-, zwei- und dreiwertiger positiver *Hg*-Ionen wahrscheinlich gemacht werden. In der Tat hat J. J. Thomson[4]) mittels der elektromagnetischen Analyse das Vorkommen ein-, zwei- und dreiwertiger positiver *Hg*-Atomionen in den Kanalstrahlen nachgewiesen.

Der Widerspruch zwischen den vorstehenden negativen und positiven Resultaten ist nur scheinbar; er erklärt sich aus der Verschiedenheit der Versuchsbedingungen. Unter den Versuchsbedingungen von W. Wien[5]) und J. Koenigsberger und J. Kutschewski konnten sich positive Quecksilberkanalstrahlen nur in sehr geringer Menge ausbilden. In einer reinen *Hg*-Atmosphäre ist nämlich infolge der Elektropositivität des *Hg*-Dampfes die Elektronisierung der positiven Strahlen eine sehr weitgehende; dazu ist die Zerstreuung der *Hg*-Strahlen vor der Kathode sehr wirksam und hindert die Ausbildung zahlreicher schneller *Hg*-Strahlen. Im Einklang hiermit steht die Beobachtung[1]) des einen von uns, daß selbst ein unmittelbar hinter der Kathode aufgestellter Auffänger von den Kanalstrahlen in reinem *Hg*-Dampf zwar positive Ladung zugeführt erhält, daß aber deren sekundliche Menge, bezogen auf die Einheit des erzeugenden Glimmstroms, 10—100mal kleiner ist als in reinem Wasserstoff bei gleicher Stärke des Glimmstroms.

Auf der anderen Seite wurde die bewegte Intensität der *Hg*-Kanalstrahlen nicht in einer reinen *Hg*-Atmosphäre erhalten. Diese Beobachtungen wurden nämlich in folgender Weise gemacht. In der Stromröhre befanden sich zwischen Anode und Kathode einige Tropfen Quecksilber; diese wurden nicht von außen angeheizt. Die Stromröhre wurde nur eben so weit ausgepumpt, daß beim Anlegen der Stromquelle an sie ein Kathodenfall von 10000 bis 20000 Volt sich herstellte. Sowie infolge des Stromdurchgangs Gase entwickelt wurden und die Spannung erheblich sank, wurde die Stromquelle abgestellt und von neuem gepumpt, bis bei abermaligem Anlegen der Spannung der gewünschte hohe Kathodenfall erreicht war. Die Kanalstrahlen fielen auf eine Quarzplatte, welche auf die Stromröhre aufgekittet war; infolge einer geringen Erwärmung mochte der Kitt dauernd geringe Mengen Kohlenwasserstoffe in die Röhre abgeben. Obzwar auf den meisten Spektrogrammen nur die *Hg*-Linien erschienen, so ist doch wohl sicher, daß bei jenen Versuchen die *Hg*-Kanalstrahlen nicht in einer reinen *Hg*-Atmosphäre erzeugt wurden und verliefen. Ebenso hat J. J. Thomson die positiven *Hg*-Strahlen nicht in einer reinen *Hg*-Atmosphäre hergestellt; der *Hg*-Dampf war nämlich nur spurenweise einer wenig zerstreuenden Gasfüllung beigemischt. Neben den *Hg*-Strahlen traten in diesen Versuchen positive Kanalstrahlen mehrerer anderer Elemente (*H*, *C*, *N*, *O*) auf.

1) W. Wien, Ber. Bay. Ak., 12. Abh.; Ann. d. Phys. **30**, 365, 1909.

2) J. Koenigsberger und J. Kutschewski, Ber. Heidelb. Akad. 1910, Nr. 13.

3) J. Stark, W. Hermann und S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 462, 1906.

4) J. J. Thomson, Jahrb. d. Rad. u. El. **8**, 226, 1911.

5) W. Wien hatte es auf Grund seiner Beobachtungen für wahrscheinlich erklärt, daß die *Hg*-Kanalstrahlen in neutralem Zustande ihre Serienlinien emittieren. Hiergegen habe ich mich gewandt und die Vermutung geäußert, daß unter seinen Versuchsbedingungen andere Erscheinungen störend im Spiele waren. Nach Ausführung der vorliegenden Untersuchung halte ich es für möglich, daß diese Vermutung unrichtig war und bin der Ansicht, daß W. Wien, auch wenn er einen Auffänger aus Eisen angewendet und unmittelbar hinter der Kathode aufgestellt hätte, nur eine sehr geringe positive Ladung der *Hg*-Kanalstrahlen beobachtet haben würde. Dagegen halte ich die Ansicht, daß die bewegte Intensität der *Hg*-Linien neutrale *Hg*-Strahlen als Träger habe, auch heute noch für unrichtig; alle neueren Untersuchungen über diesen Gegenstand (an anderer Stelle werden neue Beobachtungen über *Hg*-Strahlen mitgeteilt werden) führen nämlich zu der Folgerung, daß die positiven Atomionen die Träger der Serienlinien sind. Stark.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 752, 1999.

Aachen, Physik. Institut der Techn. Hochschule, 24. März 1913.

(Eingegangen 31. März 1913.)

Über Silizium und seine Stellung in der thermoelektrischen Spannungsreihe.

(I. Mitteilung.)

Von Franz Fischer, Richard Lepsius und Ernst Baerwind.

Die Literatur enthält nur spärliche Angaben über die Thermokraft des Elementes

Silizium. Nach einem Patent der General Electric Company of Schenectady[1]) soll ein Thermoelement aus Silizium und Kupfer bei einer Temperatur von Kupfer andrerseits bei einer Temperatur von 600° eine EMK von 0,25 Volt geben. Hiernach käme dem Silizium eine Thermokraft von etwa 415 Mikrovolt für 1° Temperaturdifferenz gegenüber Kupfer zu. Genaue wissenschaftliche Messungen der Thermokraft des Siliziums hat Koenigsberger[2]) vorgenommen. Als Mittelwert für die Thermokraft des Siliziums bei 50° gibt dieser Autor 530 Mikrovolt an. Auch erwähnt Koenigsberger, daß die Angabe von F. G. Wick[3]) — nämlich etwa 400 Mikrovolt bei 50° — mit seinem Wert gut übereinstimme in Anbetracht der Schwierigkeit der Messung.

Untersuchung käuflicher Siliziumsorten.

Von der Annahme ausgehend, daß auch das als rein bezeichnete Silizium, das zu den erwähnten Messungen diente, noch bei weitem kein chemisch reines Silizium darstellte, unternahmen wir es nun, die thermoelektrischen Eigenschaften des Siliziums nochmals zu untersuchen. Und zwar begannen wir mit der Untersuchung einer möglichst großen Anzahl von im Handel vorkommenden, also sicher durchaus unreinen Siliziumsorten, um zunächst ein Bild davon zu bekommen, wie stark sich überhaupt die Verunreinigungen des Siliziums in der Größe seiner Thermokraft bemerkbar machen.

Da es uns nun bei der Untersuchung der technischen Siliziumsorten auf eine möglichst große absolute Genauigkeit der Werte der Thermokraft zunächst gar nicht ankam, sondern vielmehr darauf, eine große Menge gänzlich unregelmäßig gestalteten Materials ohne allzu zeitraubende Vorbereitung rasch der Größenordnung nach zu bestimmen, benutzten wir eine möglichst einfache Versuchsanordnung (vgl. Fig. 1). Das zu untersuchende Stück wird zwischen zwei zylinderförmige Kupferbarren (Durchmesser 40 mm; Länge 100 mm) eingeklemmt, die unter Wärmeisolierung durch Asbest auf Gestellen befestigt sind. In die Zylinder eingedrehte Kupferstäbe dienen zur Befestigung der kupfernen Zuleitungsdrähte. Der linke Kupferbarren wird durch einen unter ihm angebrachten Bunsenbrenner erhitzt, während der rechte kalt bleibt; oder auch, da er durchbohrt ist, so kann man eventuell zur Kühlung Wasser durchlaufen lassen. Zur Vermeidung oberflächlicher Oxydation und hieraus etwa entstehender Störungen durch Kupferoxyd — das ja eine sehr hohe Thermokraft hat — sind beide Barren an der Innenseite durch aufgenietete Silberplatten von 15 mm Dicke geschützt. Die Silberplatten tragen je eine senkrechte Bohrung von 20 mm Länge; in diesen Bohrungen angebrachte Thermometer gestatten es, die Temperaturdifferenz zwischen beiden Platten bis zu einer Differenz von etwa 340° abzulesen. Das zu untersuchende Siliziumstück wird nun so zwischen die beiden Barren eingeklemmt, daß es den heißen Barren mit einer Spitze berührt, an dem kalten aber mit einer ziemlich breiten, am Karborundumschleifstein angeschliffenen Fläche aufliegt. Hierdurch erreicht man, daß an der heißen Berührungsstelle dauernd die Temperatur des heißen Barrens herrscht, da nur wenig Wärme durch das Stück abfließen kann, während die breite Fläche rasch die von links zuströmende Wärme an den kalten Kupferbarren abgibt und so des letzteren Temperatur behält. Immerhin wird der durch den Wärmefluß durch das Siliziumstück hindurch bedingte Fehler in der Bestimmung der Temperaturdifferenz der Berührungsstellen einige Grad ausmachen. Die Temperaturdifferenz wird also immer in Wahrheit etwas kleiner sein, als die Thermometer anzeigen. Die von uns angegebenen Thermokräfte können daher stets nur etwas zu niedrige, nie zu hohe Werte zeigen.

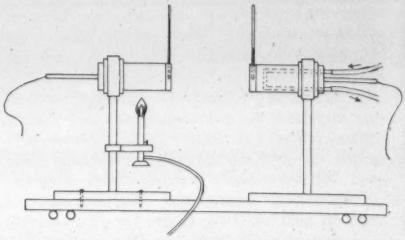


Fig. 1.

Die Bestimmung der Thermospannung kann natürlich bei den hohen Übergangswiderständen zwischen Siliziumstück und Metallfläche, der oft mehrere hundert Ohm beträgt, nicht durch Ablesung an einem Galvanometer unter Vorschaltung von einigen tausend Ohm Widerstand geschehen. Wir maßen die Thermospannung durch Vergleich mit einer Zusatzspannung von bekannter Stärke (vgl. Fig. 2), indem wir zunächst den Ausschlag beobachteten, den die Thermospannung hervorrief, dann

1) E. P. 17181 (1905) vgl. F. Peters; Thermoelemente und Thermosäulen 1908, S. 43.
2) Ann. d. Phys. **35**, 14ff., 1911.
3) Wick, Phys. Rev. **25**, 382—390, 1907.

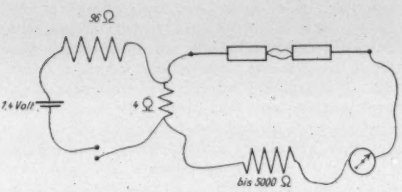


Fig. 2.

die Zusatzspannung einschalteten und den Gesamtausschlag beobachteten. Die Thermospannung berechnet sich dann nach der Proportion:

$$\frac{\text{Thermospannung}}{\text{Thermoausschlag}} = \frac{\text{Zusatzspannung}}{\text{Zusatzausschlag}}.$$

Natürlich muß der Übergangswiderstand während des Versuchs der gleiche geblieben sein, wovon man sich durch mehrmaliges Ablesen mit und ohne Zusatzspannung überzeugt. Der Übergangswiderstand variiert sehr stark durch Erschütterung des Tisches, auf dem gearbeitet wird. Zur Abschwächung dieser Erschütterung sind die Gestelle, die die Kupferbarren tragen, auf einem Brett montiert, das auf dicken Gummischläuchen ruht.

Mit dieser Apparatur maßen wir jetzt die Thermokraft so vieler technischer Siliziumsorten, wie wir erhalten konnten — im ganzen von etwa 25 Sorten.

„Positives" und „negatives" Silizium.

Bei der Untersuchung fiel uns nun in erster Linie auf, daß einige der Siliziumsorten gegen Kupfer eine positive Thermokraft, andere eine negative zeigten. Die Stücke gaben großenteils an verschiedenen Stellen recht verschieden hohe Thermokräfte, so daß wir zum Vergleich immer die höchsterreichten Werte benutzten, soweit sie nicht etwa nur einmal an dem gleichen Stück, sondern an mehreren Stellen gemessen waren.

Wir werden von hier an der Einfachheit halber Siliziumsorten, die sich gegen Kupfer thermoelektrisch positiv verhalten, als „positive" bezeichnen, solche dagegen, die gegen Kupfer thermoelektrisch negativ sind, „negative" nennen. Dabei sind wir uns natürlich bewußt, daß die Einteilung der Siliziumsorten in positive und negative insofern willkürlich ist, als sie von der Wahl des Kupfers als Vergleichsmetall abhängt. Bei der Wahl eines anderen Metalls als Vergleichsmetall müßte die Einteilung sich naturgemäß verschieben. Die kurze Ausdrucksweise erscheint uns aber zweckmäßig und auch unbedenklich, da die typischen Siliziumsorten — sowohl positive wie negative — auf beiden Seiten nahezu am Ende der thermoelektrischen Spannungsreihe überhaupt stehen.

Einige der charakteristischen Siliziumsorten und ihre Thermokräfte seien hier aufgeführt:

Siliziumsorte	Thermokraft bei 230° Temperaturdifferenz	Thermokraft für 1° Temperaturdifferenz
1) Silizium von „Karbidwerke Deutsch-Matrei"	$+113 \cdot 10^{-3}$ Volt	$+492 \cdot 10^{-6}$ Volt
2) „ „ „Konsortium für elektrochem. Industrie, Nürnberg" .	$+85 \cdot 10^{-3}$ „	$+370 \cdot 10^{-6}$ „
3) „ „ „Deutsche Gold- und Silber-Scheideanstalt"	$-122 \cdot 10^{-3}$ „	$-530 \cdot 10^{-6}$ „
4) „ „ „Carborundum Co. Niagara"	$+99 \cdot 10^{-3}$ „	$+430 \cdot 10^{-6}$ „
5) „ einer Düsseldorfer Firma	$-120 \cdot 10^{-3}$ „	$-522 \cdot 10^{-6}$ „

Wir durchsuchten nun nochmals die Literatur nach Angaben über die Thermokraft des Siliziums und lasen diesmal auch den von Koenigsberger zitierten Artikel von Wick im Original[1]). Da zeigte sich denn, daß der von Wick angegebene Wert von 400 Mikrovolt pro Grad Temperaturdifferenz mit dem Koenigsbergerschen Wert von 530 Mikrovolt zwar der Größenordnung nach ziemlich übereinstimmt, daß er sich aber dem Vorzeichen nach unterscheidet; denn Koenigsberger gibt an, daß Silizium gegen Kupfer + 530 Mikrovolt Spannung liefert — d. h. sich im selben Sinne verhält wie Antimon und Tellur. Wick mißt 400 Mikrovolt, indem er hinzufügt, daß die Thermokraft des Siliziums in der Größenordnung mit Tellur vergleichbar sei — „but of opposite sign", d. h. negativ gegen Kupfer —, im selben Sinne wie Wismut. Das Silizium, das Koenigsberger benutzte, gibt also eine vollkommen andere Thermokraft als das von Wick benutzte, und doch hielt jeder der beiden Autoren sein Silizium für annähernd rein.

Es lag nun nahe, nachdem Siliziumsorten von so extrem verschiedener Thermokraft zu Gebote standen, einmal probeweise ein Thermoelement aus zwei Antipoden zu kombinieren. Hierzu wurde in einem Porzellantiegel Aluminium eingeschmolzen und dann zwei zurechtgeschlagene Siliziumstücke von entgegengesetztem Vorzeichen eingetaucht. Nach dem Erkalten des Aluminiumblocks wurden die aus dem Aluminiumblock herausschauenden Enden der Siliziumstücke zwischen zwei kalte Kupfer-

1) Wick, Phys. Rev. **25**, 382—390, 1907.

barren geklemmt und der Aluminiumblock mit einem Bunsenbrenner angeheizt. Die Temperatur wurde thermoelektrisch (Platin-Platinrhodium) in einer im Aluminiumblock angebrachten Bohrung annähernd gemessen. Die Thermokraft des Siliziumelementes und die Thermokräfte der einzelnen Siliziumsorten gegen Kupfer sind in den abgebildeten Kurven dargestellt (vgl. Fig. 3). Dieses Element gibt also bei 450° Temperaturdifferenz eine Spannung von

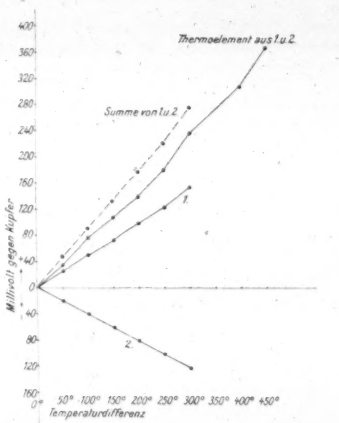


Fig. 3.

368 Millivolt = 0,37 Volt, d. h. für 1° Temperaturdifferenz eine Thermokraft von 820 Mikrovolt. Daß die Thermokraft des Elements nicht ganz so hoch ist, wie man durch Addition der beiden Komponenten errechnet (vgl. Kurven), hat seinen Grund jedenfalls darin, daß die außerordentlich großen Berührungsflächen der Siliziumstücke am Aluminium nie eine ganz so hohe Temperatur haben können, wie das Platin-Platinrhodiumthermoelement angibt. Jedenfalls zeigt dieses Thermoelement unter allen eingliedrigen Thermokombinationen eine der höchsten Spannungen.

Untersuchung auf andere physikalische Unterschiede zwischen den beiden Siliziumsorten.

Wir hofften nun, bei den Siliziumsorten, die sich in ihren thermoelektrischen Eigenschaften so sehr unterschieden, vielleicht auch noch Unterschiede in anderen physikalischen Eigenschaften zu finden. Besonders ließ die Bestimmung des Verhältnisses der Wärmeleitfähigkeit zur elektrischen Leitfähigkeit Aufschlüsse erwarten. Doch es bot die Anwendung der von Jäger und Diesselhorst[1]) für Metallstäbe ausgearbeiteten Methode bei so sprödem Material wie Silizium sehr große Schwierigkeiten dar. Wir stellten, was die Wärmeleitfähigkeit angeht, nur fest, daß diese bei Silizium etwa so groß ist wie die des Eisens, ohne aber bei den einzelnen Siliziumsorten wesentliche Unterschiede finden zu können. Den elektrischen Widerstand verschiedener Siliziumsorten bestimmten wir an Stäben, die am Karborundumschleifstein aus Stücken herausgeschliffen wurden. Indem wir durch die Stäbe von bekanntem Querschnitt einen Strom von bekannter Stärke durchsandten und den Spannungsabfall zwischen zwei Punkten des Stabes, deren Entfernung voneinander bekannt war, maßen, bestimmten wir den spezifischen Widerstand des Materials. Der Spannungsabfall wurde mit Hilfe zweier aufgesetzter Spitzen und eines hochempfindlichen Galvanometers mit hohem Vorschaltwiderstand bestimmt.

Siliziumsorte	Widerstand des Kubikzentimeterwürfels
1) Si. von „Karbidwerke Deutsch-Matrei“	0,28 Ohm
2) „ „ „Konsortium Nürnberg“ . .	0,07 „
3) „ „ „Scheideanstalt“	0,05 „
4) „ einer Düsseldorfer Firma	0,11 „

Typische Unterschiede zwischen positivem und negativem Silizium in der elektrischen Leitfähigkeit ließen sich also auch nicht finden.

Einfluß der Abkühlungsgeschwindigkeit nach dem Schmelzen auf die Thermokraft.

Es handelte sich nun darum, die Ursachen festzustellen, weshalb manche Siliziumsorten so hohe positive, andere dagegen so hohe negative Thermokraft gegen Kupfer zeigen. Zunächst dachten wir daran, daß die verschiedenen Werte vielleicht zwei verschiedenen Modifikationen des Elements zukämen, wie dies — allerdings in geringerem Maßstab — beim Tellur der Fall ist[2]). In analoger Weise versuchten wir, durch Schmelzen des Siliziums und Erstarrenlassen unter verschiedenen Bedingungen zum Ziel zu gelangen. Daß die Werte der Thermokraft durch Erhitzen des Siliziums bis auf 1100 bis 1200° nicht geändert wurden, hatten wir schon bei einigen Versuchen festgestellt, bei

1) Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalisch-technischen Reichsanstalt, Bd. 3.

2) Vgl. Dissertation von Haken. Berliner Universität (1910).

denen Siliziumstücke im elektrischen Widerstandsofen in geschmolzenes Kupfer eingetaucht wurden.

1. Schmelzversuche im Kohlegrieswiderstandsofen. Die Schwierigkeit der Untersuchung besteht in der Auswahl des Gefäßmaterials, in dem das Silizium geschmolzen wird, da bei der hohen Temperatur Silizium alle Materialien stark angreift. Wir schmolzen das Silizium mit hohem positiven Wert zunächst in einem mit Magnesiawänden ausgekleideten Kohlegrieswiderstandsofen. Das innere mit dem Silizium angefüllte Magnesiagefäß wurde, nachdem die charakteristisch blendendweiße Flamme des brennenden Siliziumdampfes eine Zeitlang sichtbar geworden war, aus dem Ofen herausgenommen und rasch abgekühlt. Das vorher positive Silizium war geschmolzen, wieder erstarrt und gab nunmehr nur negative Werte. Eine ebenso behandelte negative Probe hatte nach dem Schmelzen ihre negativen Werte beibehalten. Hiernach war es ja wohl möglich, daß bei der raschen Abkühlung die Modifikation mit negativer Thermokraft entsteht, während bei langsamem Erstarren die positive Modifikation entstehen könnte. Hierzu würde es passen, daß die schmalen Stäbe von Wick, die gegossen und dabei sicher sehr rasch abgekühlt waren, negative Werte zeigten, während das von Koenigsberger untersuchte Silizium, das offenbar aus größeren erstarrten Stücken herausgeschliffen war, positive Werte aufwies. Doch war das Ergebnis noch zu unsicher, weil chemische Veränderungen des Siliziums nicht ausgeschlossen schienen, da die Tiegelwände immer sehr stark zerstört waren, und das Silizium während des ganzen Schmelzens der Einwirkung des reduzierenden Kohlenoxyds aus dem Kohlegries ausgesetzt war.

2. Schmelzversuche im elektrischen Lichtbogen mit Siliziumelektroden unter Quarzsand. Es galt, diese chemischen Einflüsse auszuschalten und einen Weg zu finden, um durch langsames Erkaltenlassen auch negatives Silizium in positives überführen zu können. Wir schmolzen von jetzt an das Silizium durch die Hitze des elektrischen Lichtbogens, indem wir die Siliziumstücke in dicke eiserne Elektroden, die der Stromzuführung dienten, einklemmten und zwischen den großen Siliziumstücken den Lichtbogen überspringen ließen; um und über die Siliziumstücke schütteten wir reinen Quarzsand. Dieser schmolz durch die Erhitzung zu einem vollkommenen Gefäß zusammen, das sich aufblähte und in dem sich das flüssige Silizium ansammelte und nach Abstellen des Stromes erstarrte. Als Resultat einer Reihe solcher Schmelzversuche ergab sich, daß trotz ganz langsamen Abkühlens alles geschmolzene, vorher positiv gewesene Silizium negativ geworden war und alles vorher negativ gewesene negativ geblieben war. Es war also entweder nicht gelungen, langsam genug abzukühlen, oder es spielten chemische Einflüsse eine Rolle.

Einmal war ein als Elektrode dienendes positives Stück Silizium an der einen Seite ganz zusammengeschmolzen, aber es war das flüssige Silizium nicht von dem festgebliebenen weggeflossen. Nach dem Erkalten hatten wir also ein Stück, das auf der einen Seite geschmolzen und wieder erstarrt war, während die andere Seite unverändert fest geblieben war. Das unveränderte Ende zeigte nun die ursprünglichen positiven Werte, während das umgeschmolzene Ende ganz negativ geworden war. Wurde dieses Stück mit beiden Enden an zwei kalte Kupferbarren geklemmt und in der Mitte — an der Berührungsstelle zwischen geschmolzenem und ungeschmolzenem Teil — erhitzt, so entsprach dies Thermoelement dem aus zwei einzelnen entgegengesetzten Siliziumstücken und dem Aluminiumblock hergestellten, das weiter oben beschrieben ist. Wurde die Berührungsstelle auf schwache Rotglut — also etwa 600° — erhitzt, so war die Thermokraft trotz des sehr raschen Wärmeabflusses von der Mitte zu den Enden 410 Millivolt = 0,41 Volt.

Umwandlung von positivem und negativem Silizium ineinander.

3. Schmelzversuche im Lichtbogen mit Kohleelektroden unter Holzkohle. Da bis jetzt kein Einfluß der Abkühlungsgeschwindigkeit hatte festgestellt werden können, so sollten nunmehr einmal die chemischen Bedingungen gegenüber den Schmelzversuchen unter 2 geändert werden. Der Lichtbogen wurde deshalb bei dieser Versuchsreihe in der Weise erzeugt, daß die Stromzuführung durch zwei Kohleelektroden erfolgte, zwischen die das zu schmelzende Stück Silizium gelegt wurde. Der Lichtbogen sprang dann zwischen Kohle und Silizium beiderseits über, und das Ganze wurde mit reiner Holzkohle bedeckt. Auch unter diesen Bedingungen war das Resultat das gleiche wie beim Schmelzen unter Quarzsand. Alle geschmolzenen, vorher positiven Stücke zeigten negative Werte; irgendein Einfluß der Abkühlungsdauer war nicht zu konstatieren. Bei diesen Versuchen bildete sich nebenbei reichlich ein Einwirkungsprodukt der Kohle auf den Quarz, welches negative Werte der Thermokraft, doch nicht so hohe wie das negative Silizium zeigte. Das entstandene Produkt war in seiner graugrünen Farbe, seiner verhältnis-

mäßig guten elektrischen Leitfähigkeit und seiner Thermokraft der als „Silundum" in den Handel kommenden Verbindung durchaus gleich.

4. Schmelzversuche im Magnesiaschiffchen im Wolfram-Vakuumofen. Da es also durch Schmelzen im Lichtbogen nicht gelungen war, negatives Silizium in positives überzuführen, wurde nunmehr folgender Weg eingeschlagen. Kleine Siliziumstücke wurden in ein Schiffchen von reiner gebrannter Magnesia der Berliner Porzellan-Manufaktur gelegt und dieses in ein Wolfram-Schiffchen eingesetzt. Das Wolfram-Schiffchen wurde zwischen zwei gekühlten Kupferelektroden im hohen Vakuum durch den elektrischen Strom erhitzt, wobei man das Silizium ohne Mühe zum Schmelzen brachte. Die Apparatur entsprach der von Franz Fischer und Tiede in ihrer Arbeit über „Einen für chemische Zwecke geeigneten elektrischen Wolfram-Widerstandsofen"[1]) angegebenen.

a) Bei kurzem Schmelzen. Bei diesen Versuchen ergab sich nun, daß nach kurzem Schmelzen das positive Silizium negativ geworden und vorher negatives negativ geblieben war. Hierbei waren die Magnesiaschiffchen stets nur schwach angegriffen.

b) Bei längerem Schmelzen. Wurde das Silizium dagegen längere Zeit — etwa 10—15 Minuten — im Schmelzen gehalten, so war negatives Silizium positiv geworden, positives war positiv geblieben. Dabei waren die Magnesiaschiffchen stark angegriffen, oft durch und durch grau geworden. Hier war es also deutlich, daß der chemische Einfluß der Magnesia auf das Silizium diesem bei längerer Einwirkung positive Eigenschaften verleiht. Es wurde in dieser Anordnung auch reines Silizium, welches durch Einwirkung von Aluminium auf Kieselfluorkalium und Auskristallisieren aus Aluminium erhalten worden war, mit Magnesiapulver gemischt geschmolzen. Die Siliziumkriställchen waren zu einem Stück zusammengeschmolzen, und das Stück zeigte positive Thermoelektrizität, wie das Ausgangsmaterial.

Daß Magnesia bei der Schmelztemperatur des Siliziums mit diesem schon leicht reagiert, zeigte übrigens auch die Erscheinung, daß sich beim Schmelzen bald ein dicker schwarzer Beschlag an der inneren Wandung des Vakuumballons ansetzte, der das Glas rasch undurchsichtig machte. Der Beschlag erwies sich als Gemisch von Magnesiumsilizid mit elementarem Silizium. Er löste sich in Salzsäure unter Gasentwicklung und lebhafter Feuererscheinung, die auf das durch selbstentzündlichen Siliziumwasserstoff verunreinigte SiH_4 zurückzuführen ist, das durch Säuren aus Magnesiumsilizid entsteht. Die salzsaure Lösung enthielt Magnesiumchlorid in reichlicher Menge. In der Lösung suspendiert waren Flocken von abgeschiedener Kieselsäure und fein verteiltes braunes Silizium, das durch Salzsäure nicht in Lösung gebracht werden konnte, sich in Alkali aber leicht löste. Enthielt das angewandte Silizium Eisen, so war Eisen in dem Beschlag reichlich vorhanden, da Eisen im Vakuum ja leicht destilliert.

5. Schmelzversuche im Lichtbogen unter Magnesia. Konnte man durch längeres Schmelzen des Siliziums im Magnesiaschiffchen negatives Silizium in positives überführen, so war dies vielleicht auch durch Schmelzen mit dem elektrischen Lichtbogen zu erreichen, falls man das geschmolzene Silizium längere Zeit mit Magnesia in Berührung bringen konnte. Mehrere Versuche, bei denen wir negatives Silizium zwischen Kohleelektroden im Lichtbogen schmolzen, indem wir rings um das Siliziumstück und um die Elektroden gepulverte Magnesia häuften, zeigten denn auch, daß so Silizium erhalten wurde, das nur noch positive Werte der Thermokraft gab.

6. Schmelzversuche im Lichtbogen unter Kalziumoxyd. Um nun zu erkennen, ob bei der Umwandlung von negativem Silizium in positives durch Schmelzen unter Magnesia eine spezifische Wirkung des Magnesiumoxyds in Betracht kam, oder ob auch das Schmelzen mit anderen Basen den gleichen Erfolg habe, wurden jetzt Versuche mit Kalziumoxyd gemacht. Es zeigte sich, daß beim Schmelzen von negativem Silizium mit Kalziumoxyd zwischen Kohleelektroden ebenfalls eine Siliziumsorte erhalten wurde, die zwar noch hohe negative Werte, aber sehr viele ganz geringe negative und auch schon positive Werte zeigte. Doch eignete sich Kalk schlecht zu den Versuchen, da er mit der Kohle viel Kalziumkarbid bildete, welches beim Abkühlen der Reaktionsmasse mit Wasser in störender Weise Azetylen entwickelte. Auch war das Silizium nach diesen Versuchen immer sehr mürbe und wenig zur Untersuchung geeignet.

7. Schmelzversuche im Lichtbogen unter Aluminiumoxyd. Die nächsten Versuche galten der Untersuchung des Einflusses, den Aluminiumoxyd auf Silizium ausübt. Während beim Schmelzen von negativem Silizium mit Magnesia sehr leicht positives Silizium erhalten worden war, konnte bei den ersten Versuchen mit Aluminiumoxyd kein positives Si-

1) Ber. **44**, 1717, 1911.

lizium aus negativem dargestellt werden. Doch zeigten die Stücke deutlich geringere negative Werte als die Stücke, von denen man ausgegangen war. Schmolzen wir aber die gleichen Stücke mehrmals hintereinander längere Zeit mit Aluminiumoxyd zusammen, so erhielten wir bald auch Stücke, die ganz geringe Thermokräfte gegen Kupfer zeigten, also etwa in der Mitte zwischen positivem und negativem Silizium standen. Und nach recht langem einmaligem oder mehrmaligem Schmelzen bekamen wir schließlich Stücke, die nur noch positive Werte, und zwar ziemlich hohe, zeigten. Es scheint also die Einwirkung des Aluminiumoxyds der der Magnesia zu entsprechen, aber langsamer zu verlaufen. Ursprünglich positives Silizium war nach häufigem (bis 5maligem) Schmelzen mit Aluminiumoxyd positiv geblieben.

Nur ein einziges Mal zeigte ein Stück, das nur ganz kurz geschmolzen war, und kaum mit Aluminiumoxyd reagiert haben konnte, deutlich neutrale und schwach negative Werte, während es vorher positiv gewesen war.

8. Schmelzversuche im offenen Lichtbogen zwischen Siliziumelektroden. Es wurden zwei große Stücke positiven Siliziums in dicken Eisenbacken befestigt, und dann wurde zwischen diesen Siliziumstücken als Elektroden ein elektrischer Lichtbogen erzeugt. Hielt man in diesen Lichtbogen ein dünnes Stück positives Silizium, so schmolz es an der erhitzten Seite zusammen, und so konnte diese Stelle längere Zeit im Schmelzen gehalten werden. Das erkaltete Siliziumstück zeigte an den Stellen, die geschmolzen gewesen waren, nur noch ziemlich hohe negative Werte oder ganz geringe Werte der Thermokraft gegen Kupfer.

Erklärungsversuch.

Aus den bisherigen Versuchen geht hervor, daß es sich bei der großen Verschiedenheit der Thermokraft von einzelnen Siliziumsorten jedenfalls nicht nur um eine physikalische Verschiedenheit, etwa zwei verschiedene Modifikationen, handelt, sondern daß chemische Verschiedenheiten von maßgebendem Einfluß sind. Und zwar scheint uns folgende Anschauung das Richtige zu treffen, durch die alle Versuche mit Ausnahme von 4a und vielleicht auch dem zuletzt erwähnten Versuch unter 7 erklärt werden: Silizium, das kein SiO_2 gelöst enthält, verhält sich thermoelektrisch positiv. Hiermit stimmt überein, daß das aus Aluminium kristallisierte Silizium (Versuch 4b), das auf einem Wege dargestellt wurde, der einen Gehalt an SiO_2 ausschließt, positiv ist. Ebenso erklärt sich daraus, daß positive Siliziumsorten beim Schmelzen unter basischen Substanzen wie Magnesia, Kalk oder Aluminiumoxyd, die alle entstehende Kieselsäure binden, positiv bleiben (Versuche 4b und 7). Durch Aufnahme von SiO_2, das sich im Silizium löst, geht dieses in negatives über[1]). Hierfür sprechen die Versuche 2 und 3, bei denen offenbar die durch Verbrennung des Siliziums entstehende SiO_2 sich teilweise im Silizium gelöst hat. Besonders deutlich aber zeigt Versuch 8, bei dem das geschmolzene Siliziumstück nicht wie in Versuch 2 mit dem Sand in Berührung war, sondern nur der Einwirkung der Luft ausgesetzt war, daß wahrscheinlich ein Gehalt an SiO_2 die negativen Eigenschaften des Siliziums bedingt. Durch Schmelzen unter basischen Körpern wie Magnesia, Kalk und Tonerde kann man nun offenbar dem Silizium seinen Gehalt an SiO_2 entziehen und so negatives Silizium wieder in positives überführen. Hierbei tritt der basische Körper mit der Kieselsäure zu Silikaten zusammen, die dann eine Schlacke bilden. Dieser Vorgang bietet eine gewisse Analogie zu dem „Thomasbessemerprozeß". Dies geht aus den Versuchen 5, 6 und 7 hervor. Daß SiO_2 von Silizium überhaupt gelöst wird, zeigt auch die Erscheinung, daß beim Ausgießen geschmolzenen Siliziums auf einen Block von erstarrtem Silizium, der an seiner Oberfläche oxydiert ist, doch ein einheitlicher fugenloser Gußblock entsteht[2]).

Daß aber neben diesen chemischen Einflüssen auch noch eine Modifikationsänderung — ähnlich wie beim Tellur (Haken, l. c.) — mitspielt, erscheint nicht ausgeschlossen (vgl. Versuch 4a und 7, letzter Versuch).

Analytisches.

Diese Erklärung mußte nun dadurch begründet werden, daß die Analysen von positiven Siliziumsorten einen geringeren SiO_2-Gehalt zeigten als die negativen Sorten. Unsere analytischen Untersuchungen ergaben nun zwar, wie unsere Annahme verlangt, einen Mehrgehalt einiger negativer Sorten an SiO_2 gegenüber positiven Sorten. Doch geben die Analysen noch kein genügend übereinstimmendes Bild, um schon jetzt quantitative Angaben machen zu können. Auch halten wir die angewandte analytische Methode noch für verbesserungsfähig.

Die Untersuchung der Umwandlungsbedingungen von beiden Siliziumarten ineinander und

1) Silundum, das auch SiO_2 enthält, ist gegenüber Kupfer thermoelektrisch negativ.

2) Vgl. Askenasy, Technische Elektrochemie, Bd. I, S. 88.

besonders der Vergleich der thermoelektrischen Eigenschaften mit den analytischen Ergebnissen wird fortgesetzt.

Zusammenfassung.

1. Es wurde eine große Anzahl technischer Siliziumsorten auf ihre thermoelektrischen Eigenschaften untersucht.

2. Es wurde festgestellt, daß es sowohl Siliziumsorten mit hoher negativer als solche mit hoher positiver Thermokraft gegen Kupfer gibt.

3. Es wurde eine Apparatur ausgearbeitet, um Stücke unregelmäßiger Gestalt rasch auf ihre Thermokraft untersuchen zu können.

4. Es wurden mehrere Wege gefunden, um „negative" und „positive" Siliziumsorten ineinander überzuführen.

5. Es wird wahrscheinlich gemacht, daß Silizium durch Aufnahme von SiO_2 „negativ" wird und durch Entziehung von SiO_2 wieder in „positives" zurückverwandelt werden kann.

6. Es können durch Kombination von „negativem" und „positivem" Silizium Thermoelemente von etwa 1000 Mikrovolt Spannung pro Grad Temperaturdifferenz konstruiert werden.

Charlottenburg, Elektrochemisches Laboratorium der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 19. März 1913.)

Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls.

Von Heinrich Hörig.

Die Frage nach dem Sitz der elektromotorischen Kraft im thermoelektrischen Stromkreise ist trotz vieler und umfangreicher Publikationen über diesen Gegenstand noch nicht gelöst. Denn als gelöst kann man sie erst dann bezeichnen, wenn durch eine Kette von Experimenten dargetan ist, aus welchen Komponenten die „Thermokraft" resultiert, und wenn durch Experimente gezeigt ist, wie diese Komponenten lokalisiert sind.

Man muß fordern, die Messungen der Thermokraft, der Peltier- und Thomsonkoeffizienten so zu verfeinern und zu erweitern, daß ein Vergleich mit den thermodynamischen Gleichungen Lord Kelvins für das Thermoelement die Fundamentalfrage nach der Richtigkeit der Trennung des Wärmeleitungsprozesses von den reversiblen Stromwärmen genügend scharf zu beantworten gestattet. In Hinsicht auf Beobachtungen bei tiefen Temperaturen ist es nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß nach Betrachtungen von Lenard[1]) alsdann mit Abweichungen vom Ohmschen Gesetz gerechnet werden muß[1]). Neben diesen für die Thermodynamik des Thermoelements unerläßlichen Messungen wird man aber nicht umhin können, noch in irgendeiner Weise die Frage nach dem Sitz der Komponenten der E.M.K. experimentell zu beantworten: ob vorzugsweise in den Lötstellen oder auch in den Temperaturgefällen. Um das zu präzisieren, sei folgendes Gedankenexperiment gestattet. Aus zwei Metallen sei ein thermoelektrischer Ring gebildet, und wir nehmen ihn derart axial ausgehöhlt an, daß bei einer bestimmten Temperaturverteilung jedes Querschnittselement den gleichen Widerstand hat. Ein Punkt des Ringes, sagen wir an einer kalten Stelle, sei geerdet. Könnte man dann, etwa durch hypothetische kleine Blättchenelektrometer, an jedem Punkte das Potential feststellen, so würde man direkt nachweisen können, wo die E.M.K.-Komponenten säßen. Ist man nicht imstande, dieses Experiment anzustellen, so bleibt wohl nichts anderes übrig, als das Thermoelement zu sezieren und die einzelnen Teile auf das Feld, das sie eventuell umgibt, zu untersuchen. Ob es dann gerechtfertigt ist, die so bestimmten Komponenten — selbst für den Fall, daß ihre Summe genau die E.M.K. des Thermokreises ergäbe — mit den gesuchten zu identifizieren, bleibt Sache der Theorie. —

Man kann im Zweifel sein, ob bei dem derzeitigen Wissen über die Verhältnisse an der Grenze zwischen Metall und umgebendem Dielektrikum (hierher auch das extreme Vakuum gerechnet) es überhaupt Zweck hat, solche „Kontaktfelder" zu studieren. Doch bin ich der Ansicht, daß man wenigstens versuchen soll, in einem Vakuum, das zur Annahme des Wegfalles grober Wasserhauteffekte[2]) berechtigt, reproduzierbare Verhältnisse zu gewinnen. Herr Krüger[3]) hat es zu einem Grundgedanken seiner Theorie gemacht, daß zwei miteinander verlötete Metallstücke von gleicher Temperatur kein elektrisches Feld um sich herum besitzen. Für den Fall eines einzelnen, ungleich erwärmten Metallsystems würde hingegen, wenn ich diese Theorie richtig verstanden habe, ein aus drei Komponenten resultierendes Feld tatsächlich in Erscheinung treten. Jedenfalls kann man von vornherein nicht wissen, ob es existiert.

1) Ann. d. Phys. 40, 413, 1913, Fußnote 2.

1) Zu diesem Schluß ist, nach persönlicher Mitteilung vor längerer Zeit, auch Herr Dr. Felix Kaempf gelangt, der im Leipziger Physikalischen Institut darüber Experimente bei der Temperatur flüssigen Wasserstoffs anstellen will. —

2) Vgl. die Arbeiten von E. Cohnstaedt, Ann. d. Phys. **38**, 223, 1912, und zwei Broschüren bei J. A. Barth, Leipzig. 1912.

3) Diese Zeitschr. **11**, 800, 1910; **12**, 360, 1911.

Ursprünglich ausgehend von den Elektronentheorien der Metalle, die auf das umgebende Dielektrikum zunächst keine Rücksicht nahmen, hielt ich es für gerechtfertigt und erforderlich, die Beantwortung der Frage nach dem Bestehen des elektrostatischen Feldes um ein ungleich erwärmtes Metallstück experimentell in Angriff zu nehmen. Nachstehend will ich im Sinne einer vorläufigen Mitteilung kurz über bisherige Versuche an einem Silbersystem berichten. Ausführliches gedenke ich an anderer Stelle nach Beendigung eines im Gang befindlichen Versuchs an Nickel zu geben.

Prinzip meiner Versuche ist es, das Temperaturgefälle mit der fraglichen E.M.K. in den Verbindungsdraht zweier Kapazitäten C_0 und C_1 zu legen, deren erste das empfindliche Organ eines Elektrometers, und deren zweite der Versuchskörper ist, dessen Temperatur variiert wird. Der Draht besteht aus demselben Metall wie C_1. Wählt man die Verhältnisse so, daß C_0 und C_1 voneinander unabhängig sind, so ist die Variation des Potentials V_0 von C_0, welche der Etablierung einer E.M.K. von dem Betrage ΔE entspricht, gegeben durch

$$\Delta V = \Delta E \cdot C_1/(C_0 + C_1).$$

Der Wert des Bruches kann durch Experiment und Rechnung bestimmt werden, am einfachsten dadurch, daß man in geeigneter Weise dort, wo das Temperaturgefälle entsteht, eine bekannte E.M.K. einsetzt. Die Messung kann auf zwei Arten erfolgen: 1. man variiert, während das ganze System isoliert ist, die Temperatur des Versuchskörpers von der Elektrometertemperatur T_0 bis zu einem Werte T_1 und beobachtet V_0 (dann muß V_0 wieder auf den Anfangswert zurückgehen, wenn T_1 auf T_0 zurückgeht), oder 2. man erdet C_0, bis die Temperatursteigerung beendet ist, öffnet den Erdungskontakt und beobachtet nun V_0, wenn man T_1 wieder zurückgehen läßt.

Die Durchführung des Versuchs stößt physikalisch wie technisch auf mancherlei Schwierigkeiten; hier will ich die Anordnung nur skizzieren. C_0 ist die eine Nadelhälfte eines Dolezalekschen[1]) Binantenelektrometers, dessen Schachtel und Nadel durch ein ebenes System ersetzt worden war. Den Versuchskörper selbst bildet ein Rohr aus Silber (42 mm äußerer Durchmesser, 600 mm Länge), und dieses hängt oben und unten an drei Drähten (in denen der Temperaturabfall statthat), in einem 52 mm weiten Neusilberrohre, das beiderendig vakuumdicht verschlossen ist. Durch Bernsteinkonen ist die Leitung aus dem Inneren heraus zum Elektrometer geführt. Das Gefäß konnte mit der Gaedepumpe bis auf etwas unterhalb 10^{-5} mm Hg evakuiert werden, wobei die Hg-Dämpfe durch Kühlung mit flüssiger Luft ferngehalten wurden. Die Erwärmung des Silberrohrs (bis auf etwa 150°) erfolgte durch Induktionsströme. Hierzu erwies sich, da es sich um ein eisenloses Feld handelte, 600periodiger Wechselstrom als geeignet. Die Erwärmung der Gefäßwandung war des Materials wegen an sich gering und wurde durch Wasserkühlung unterdrückt. Die Temperaturen habe ich durch Vorversuche als Funktion der Stärke des Wechselstroms und der Zeit festgestellt. Soweit es sich innerhalb eines gewissen experimentellen Rahmens durchführen ließ, bin ich auf möglichste „Sauberkeit" bedacht gewesen. Da eine Kritik der Messungen nur auf Grund ausführlicher Angaben möglich wäre, so will ich hier nur das bis jetzt gewonnene Resultat angeben: Wenn überhaupt eine E.M.K. der erwarteten Art vorhanden ist, so ist sie bei dem hier benutzten System kleiner als **10^{-5} Volt** pro Grad Temperaturdifferenz. Weitere Experimente sollen zeigen, ob sich diese Grenze nicht etwa noch beträchtlich weiter hinausrücken läßt.

Wenn man versucht, den in Rede stehenden Effekt auf Grund der Elektronentheorien zu berechnen, so kommt man auf größere Werte als 10^{-5} Volt pro Grad; ich will darauf in einer besonderen Mitteilung näher eingehen. Wenn man indessen in der Lord Kelvinschen thermodynamischen Theorie das $\int \sigma dT$, in dem σ den Thomsonwärmekoeffizienten bedeutet, mit der E.M.K. des Temperaturgefälles identifizieren wollte (ich betone ausdrücklich, daß ich das als unzulässig betrachte), so würde sich unter Benutzung eines Wertes von Lecher[1]) für σ_{Ag} für eine mittlere Temperatur von 350° absolut ergeben

$$\text{E.M.K.}_{Ag} = 2{,}6 \cdot 10^{-6}\,(T_1 - T_0)\ \text{Volt}.$$

1) Siehe Baedeker, Elektrische Erscheinungen in metallischen Leitern, Tab. XIV u. XVI. Braunschweig 1911.

Theoretisch-Physikalisches Institut der Universität Leipzig, 6. April 1913.

(Eingegangen 12. April 1913.)

1) Ann. d. Phys. **26**, 312, 1908.

Die Beeinflussung der Antennenkapazität durch die Dielektrizitätskonstante (und Leitfähigkeit) ihrer Umgebung.

Von Gotthelf Leimbach und Erich Mayer.

Gelegentlich früherer Untersuchungen[1]) war die Beobachtung gemacht worden, daß sich die

1) H. Löwy und G. Leimbach, Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern, 1. Mitteilung, diese Zeitschr. 11, 697—705, 1910.

in Luft gemessene Kapazität einer Antenne, und damit auch die Wellenlänge eines Systems stark änderte, wenn dasselbe aus der Luft in die Strecke eines Kalibergwerks gebracht wurde. Die starke Änderung der Kapazität durch das neue Dielektrikum (Salz) ließ auch eine Dämpfungsbeeinflussung durch Leitfähigkeitsunterschiede in der Umgebung erwarten. Beide Änderungen gaben die Grundlage für ein „Verfahren zur Erforschung von Gesteinsschichten innerhalb von Bergwerken“[1]).

Die Wellenlänge eines schwingungsfähigen Systems in Luft ist:

$$\lambda_0 = 2\pi c \sqrt{L C_0}.$$

Darin bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit, L die Selbstinduktion und C_0 die Kapazität des Systems in Luft.

C_0 und die wahre Kapazität C sind durch die Beziehung verbunden:

$$C_0 = C \cdot \varepsilon_0.$$

Praktisch sind C und C_0 gleich, da die Dielektrizitätskonstante ε_0 für Luft annähernd gleich 1 ist.

Die Wellenlänge desselben Systems in einem anderen Medium ist:

$$\lambda_1 = 2\pi c \sqrt{L C_1},$$

wo:

$$C_1 = C \cdot \varepsilon_1$$

ist.

Es verhalten sich also die Kapazitäten wie die Dielektrizitätskonstanten $\frac{C_1}{C_0} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}$, und die Wellenlängen demnach wie die Wurzeln daraus:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}.$$

Es lag uns daran, für die praktische Anwendung dieses Verfahrens zunächst die Größe der Kapazitätsänderungen (Luft/Salz) durch orientierende Messungen festzustellen, und zwar mit Antennen von solcher Länge, wie sie im Bergbau Verwendung finden können. Sodann mußte der Einfluß des die Systeme zumeist umgebenden Luftraumes innerhalb des Bergwerks untersucht werden, da es sehr häufig nicht angängig sein wird, die Antennen völlig in das zu untersuchende Gestein einzubetten. Weiter waren Untersuchungen darüber anzustellen, ob die geringen Unterschiede bezgl. der Dielektrizitätskonstante, die innerhalb des Bergwerks auftreten, noch nachweisbar sind, wenn das Verfahren das leisten soll, was die patentamtliche Bezeichnung verspricht. — Die durch Leiter in der Nachbarschaft der Antennen verursachten Dämpfungsänderungen[1]) sollen einer weiteren Mitteilung vorbehalten werden.

1) H. Löwy durch das D.R.P. Nr. 254478 geschützt.

§ 1. Die Eichung der Systeme. (Wellenlängen in Luft.)

Um möglichst verläßliche Resultate zu erhalten, wurden nicht allein drei Paare von Antennen mit ihrer Eigenschwingung erregt, sondern diese noch durch Einfügung von Zusatzwindungen vergrößert. In den meisten Fällen sind die Resultate daher unter Erregung von vier verschiedenen Wellenlängen gewonnen worden.

Die Eichung der Systeme (Ermittlung der Luftwerte) wurde auf der Wiese des hiesigen Instituts für angewandte Elektrizität vorgenommen. Um wenigstens einigermaßen genaue „Luftwerte“ zu erhalten, sorgten wir dafür, daß die Antennen in möglichst großem Abstand von größeren Flächen gehalten wurden. Sie wurden von der Wiese zum Dache des genannten Instituts schräg durch die Luft ausgespannt.

Die bei diesen Eichungen ermittelten Relativwerte der Wellenlängen — der Einfachheit halber wurden nur diese bestimmt — für die Systeme in Luft (Dielektrizitätskonstante 1) sind in der dritten Rubrik der Tabelle 1 zusammengestellt.

§ 2. Die Kapazitäts- (Wellenlängen-) Änderungen der Systeme im Kalisalzbergwerk.

Bei der relativ großen Dielektrizitätskonstante von Steinsalz (5,6) war es vorauszusehen, daß sämtliche Systeme innerhalb eines Kalisalzbergwerks Änderungen der Kapazität und damit der Wellenlänge erfahren würden. Da wir aber zunächst nur die Systeme in eine Strecke eines solchen Werkes bringen konnten, so konnte diese Änderung in Anbetracht des großen Luftraums einer solchen Strecke (ca. 2,5 m hoch und 3 m breit) sehr klein ausfallen. Daß sie sich durchweg als recht groß erwies, ist für die praktische Anwendung des Verfahrens, aus Kapazitätsänderungen eines Systems auf die Umgebung desselben schließen zu können, von großer Bedeutung.

Die Systeme wurden zunächst auf den Boden einer staubtrockenen Karnallitstrecke der Gewerkschaft Siegfried I in Vogelbeck bei Salzderhelden gelegt und die Wellenlängen daselbst bestimmt. Diese sind in Rubrik 4 der Tabelle 1 aufgeführt. Ohne weiteres ist ersichtlich, daß die Änderungen bei allen Systemen recht beträchtliche sind.

1) Die erst die volle Bedeutung der Kapazitäts- (und Dämpfungs-)Methode klar erkennen lassen.

Tabelle 1.

Antenne		Wellenlänge in m	
Länge in m	Zahl d. Zusatzwindungen	a) in Luft	b) in der Karnallitstrecke
2×24	20	175	232
	15	141	212
	10	107	172
	5	95	153
2×16	20	144	190
	15	112	158
	10	91	124
	5	79	115
2×8	20	103	121
	15	85	98
	10	63	72
	5	45	54

Auf zweierlei machen wir hier noch besonders aufmerksam: Das Verhältnis der Wellenlängenwerte in der Strecke zu denen in Luft schwankt zwischen 1,2 und 1,61. Daraus geht hervor, daß das Verhältnis der Kapazitätswerte zwischen 1,44 und 2,6 variiert. Man wird daher unter Umständen mit der Messung der Kapazität mehr erreichen, wie mit der Wellenlängenmessung. Zweitens müssen wir Aufschluß darüber geben, wie die Schwankungen überhaupt zu erklären sind. Bildet man für jedes Wertepaar (Salz/Luft) der Tabelle 1 das Verhältnis, so sieht man klar einen doppelten Gang: Einmal zeigt sich eine Zunahme des Verhältnisses mit der Zunahme der Antennenlänge, und dann eine Zunahme innerhalb der Wertgruppe für eine Antenne mit abnehmender Windungszahl.

Die Zunahme der Kapazität mit der Antennenlänge ist durch wachsende „Reichweite" des Systems zu erklären. Die „Kraftlinien"[1]) verlaufen bei größerer Antennenlänge zum größten Teile entsprechend der größeren Wellenlänge im Medium höherer Dielektrizitätskonstante (Salz), während bei dem kleinen System (8 m z. B.) schon ein großer Teil sich in dem Luftraum der Strecke schließt.

Die Zunahme der Kapazität mit abnehmender Windungszahl erklärt sich folgendermaßen: Je mehr Zusatzwindungen in die Antennen eingeschaltet werden, um so kleiner wird der Einfluß der Kapazität der Antennen auf die Wellenlänge. Es wird sich daher stets empfehlen, so wenig Windungen wie möglich in das System zu schalten, um gewissermaßen seinen „Nutzeffekt" zu erhöhen.

§ 3. Der Einfluß des die Antenne umgebenden Luftraums.

Aus dem Vorhergehenden ist ersichtlich, daß die das System umgebende Luft noch einen bedeutenden Einfluß besitzt, denn die Kapazitätsänderungen müßten der Dielektrizitätskonstante des Salzes entsprechend etwa doppelt so groß sein. Wir versuchten daher, die Kapazitätsänderungen bei wechselnder Größe des Luftraums festzustellen. Es wurden die Wellenlängen zum Vergleich mit den Streckenwerten in einem Karnallitfirst ermittelt, einem Luftraum von einigen 30 m Länge, etwa 12 m Höhe und 12 m Breite. Die Systeme mußten zu diesem Zwecke etwa 5 m hoch an die Wand des Firstes gelegt werden, um einen Einfluß des Firstbodens, der aus anderem Material bestand, zu vermeiden. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 2 unter der Rubrik „Wand" aufgeführt. Die 3. Rubrik enthält die Werte für die ganz von Luft umgebenen Antennen, die 4. die der halbseitig mit Salz umgebenen Antennen, die 5. Rubrik endlich die in der Strecke ermittelten Werte, die deshalb am größten ausfallen müssen, weil die Systeme nahezu vollständig von Salz umgeben sind. — Leider war es bis heute noch nicht möglich, Werte für die wirklich vollständig (im Bohrloch) eingeschlossenen Antennen zu gewinnen; wir müssen hierzu eine günstige Gelegenheit abwarten. Aus diesen letzteren werden sich übrigens die Werte der Dielektrizitätskonstanten mit großer Genauigkeit ergeben. Es ist nicht ausgeschlossen, daß diese aus Hunderten von Kubikmetern Material zu gewinnenden Mittelwerte wesentlich von den im Laboratorium ermittelten Werten abweichen werden.

Tabelle 2.

Antenne		Wellenlängen der Systeme in m		
Länge in m	Zahl der Zusatzwindungen	in Luft	an der Wand	in der Strecke
2×24	20	175	211	232
	15	141	103	212
	10	107	152	172
	5	95	133	153
2×16	20	144	170	190
	15	112	142	158
	10	91	108	124
	5	79	90	115
2×8	20	103	103	121
	15	85	89	98
	10	63	70	72
	5	45	48	54

Die Werte für das 8-m-System dürften relativ ungenau sein, weil ein geringes Abstehen von der Wand bei den kurzen Antennen von sehr viel größerem Einfluß ist, wie bei den großen Antennenlängen. Der in § 2 näher erläuterte doppelte Gang ist auch hier wieder durchweg zu erkennen.

1) Vgl. Hack, Ann. d. Phys. 14, 539, 1904.

§ 4. Kapazitätsänderungen innerhalb des Kalibergwerks durch verschiedenes Material (ε).

a) Strecken in verschiedenem Gestein. Hier sind zunächst nur einige orientierende Messungen gemacht worden; absolut genaue Werte sind nur durch Messungen an Bohrlöchern zu erhalten. Außer in der mehrfach erwähnten Karnallitstrecke wurden in einer Steinsalz- und in einer Anhydritstrecke Messungen ausgeführt, die in Tabelle 3 zusammengestellt sind.

Tabelle 3.

Antenne		Wellenlängen der Systeme in m		
Länge in m	Zahl der Zusatzwindungen	Karnallit-Strecke	Steinsalz-Strecke	Anhydrit-Strecke
2×16	20	190	167	170
	15	158	144	142
	10	124	109	106
	5	115	87	85

Die Unterschiede zwischen Steinsalz und Karnallit sind überraschend. Zu den für die Anhydritstrecke ermittelten Werten ist zu bemerken, daß sie durch leider nicht zu entfernende Schienen stark beeinflußt (vergrößert) sein dürften. Wir weisen nochmals ausdrücklich darauf hin, daß erst Messungen in Bohrlöchern die Unterschiede zwischen den verschiedenen Gesteinsarten quantitativ ergeben werden.

b) Versatz verschiedenen Alters. Wir hatten Gelegenheit, in zwei benachbarten Firsten von den oben genannten Dimensionen auf dem Boden unsere Systeme auszubreiten. Beide Firste waren mehr oder weniger „versetzt", d. h. mit im wesentlichen aus Steinsalz bestehendem Fabrikrückstand ausgefüllt. Der Versatz des einen Firstes war etwa 7—8 Monate, der des anderen etwa 3 Monate alt. Unsere Vermutung ging dahin, daß die dem Versatz innewohnende Feuchtigkeit entsprechend dem Alter des Versatzes eine verschiedene sein und demnach auch die Systeme verschieden stark beeinflussen würde. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4.

Antenne		Wellenlängen der Systeme in m		
Länge in m	Zahl der Zusatzwindungen	trockene Steinsalzstrecke	älterer Versatz	jüngerer Versatz
2×16	20	167	178	230
	15	144	162	—
	10	109	—	151
	5	87	—	125
	3	—	96	—

Aus den Messungen geht hervor, daß die Feuchtigkeit eine ganz bedeutende Rolle spielt. — Der Einfluß derselben auf die Kapazität kann in einer Veränderung der Dielektrizitätskonstante bestehen. Es kann aber auch der feuchte Versatz als Leiter aufgefaßt werden, dessen mehr oder weniger große, durch teilweises Austrocknen hervorgerufene Entfernung vom System die verschiedenen Kapazitätswerte bedingt.

Die Kapazitätsmethode gewinnt — darauf weisen wir zum ersten Male ausdrücklich hin — dann noch besonders an Wert, wenn eine Trennung dieser beiden Einflüsse möglich ist. Das ist der Fall, und zwar dadurch, daß außer Kapazitäts-(Wellenlängen-)Messungen auch noch Dämpfungsmessungen ausgeführt werden. Eine reine Kapazitätserhöhung läßt auf ein Medium anderer, höherer, Dielektrizitätskonstante, schließen; eine gleichzeitige Dämpfungsänderung auf die Nähe eines Leiters (z. B. Wasser oder Lauge).

Gelegentlich der vorbeschriebenen, nur im Auszug wiedergegebenen Untersuchungen wurden auch Kapazitätsänderungen durch benachbarte Leiter beobachtet. So zeigte sich z. B. das Grundwasser der Institutswiese bzw. deren Eigenfeuchtigkeit in tieferen Schichten von großem Einfluß auf die Kapazitätswerte unserer Systeme. Auch innerhalb des Kalibergwerks zeigten sich deutliche Einflüsse künstlich angefeuchteter Flächen in größerer Entfernung. Dieser Befund bietet aber an und für sich nichts wesentlich Neues. Unsere Resultate decken sich durchaus mit den von M. Reich[1]) zu ganz anderen Zwecken ermittelten. Daß sie bei uns mit Systemen von relativ kleiner Länge (8 bis 24 m gegen 70 m bei Reich) gewonnen wurden, spricht für die praktische Anwendungsfähigkeit der Methode „zur Erforschung von Gesteinsschichten innerhalb von Bergwerken".

Daß nach M. Reich die Änderungen der Dämpfung durch nahe Leiter (speziell Wasser) die der Kapazität bei weitem übertreffen (bis zum 4—5 fachen Betrage!), läßt für das vorliegende Erforschungsverfahren bei Anwendung von Dämpfungsmessungen, die jetzt vorbereitet werden, besonders gute Resultate dann mit voller Sicherheit erwarten, wenn es sich um die Aufgabe handelt, die Umgebung der Systeme auf Wasser oder Laugen zu untersuchen.

Herrn Direktor A. Hoffmeister von der Gewerkschaft Siegfried I in Vogelbeck bei Salzderhelden sprechen wir auch an dieser Stelle

1) M. Reich, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1911, S. 176 ff.

für die Genehmigung und die bereitwillige Unterstützung der Untersuchungen unseren verbindlichsten Dank aus.

Göttingen, den 7. April 1913.

(Eingegangen 9. April 1913.)

Über die Verwendung des Fontaktoskops zur Bestimmung des Emanationsgehalts von Quellwässern.

Von W. Hammer und Fr. Vohsen.

Führt man in eine Ionisierungskammer reine Radiumemanation ein, so beobachtet man einen zeitlichen Anstieg des Sättigungsstromes infolge der entstehenden festen Zerfallsprodukte *RaA*, *B* und *C*, der nach etwa 3—4 Stunden ein Maximum erreicht. H. W. Schmidt[1]) hat eine Tabelle berechnet, aus der man entnehmen kann, welchen prozentualen Anteil am gesamten Sättigungsstrom die Emanation allein zu einer Zeit t nach ihrem Einbringen in die Kammer hat. Die beiden ersten Kolonnen von Tab. I

Tabelle I.

t min. = Zeit nach Eintritt reiner Radiumemanation in die Ionisierungskammer	E in Proz. Anteil der Emanation allein am Gesamtstrom in Proz. des Gesamtstroms	S in Proz. Anteil der Emanation am Gesamtstrom in Proz. der Endaktivität
0	100	47
1′	88,2	53,3
1′ 30″	84,5	55,6
2′	81,0	58,0
3′	76,1	61,8
4′	72,7	64,7
5′	70,3	66,8
6′	68,6	68,5
7′	67,1	70,0
8′	66,2	71,0
9′	65,3	72,0
10′	64,7	72,6
11′	64,0	73,4
12′	63,5	74,0
13′	63,2	74,4
14′	62,8	74,8
15′	60,5	75,2
ca. 180′	47[2])	100

geben diese Tabelle wieder, ergänzt um den Wert für das Gleichgewicht (t = ca. 180 Min.), die dritte Kolonne gibt an, wie groß der Gesamtstrom zur Zeit t in Prozenten des Gleichgewichtswertes ist.

Bei den nach dem Fontaktoskopprinzip ausgeführten Apparaten wird Wasser, das Emanation gelöst enthält, in die Kammer gefüllt und geschüttelt, um die Emanation auszutreiben. Beobachtet man in einem solchen Gefäß den zeitlichen Anstieg der Ionisation, so weicht die Kurve besonders in den ersten Minuten erheblich von der theoretischen ab. Die Beobachtungen wurden mit einem Fontaktoskop von der von dem einen von uns[1]) angegebenen, geschlossenen Form gemacht, bei welchem sich mittels Quecksilberabdichtung Emanationsverluste durch Hinausdiffundieren gänzlich vermeiden lassen, so daß man das Anklingen über mehrere Stunden hin beobachten kann. Es wurden eine Anzahl von Beobachtungsreihen aufgestellt, von denen sechs in gekürzter Form in Tab. II wiedergegeben sind:

Die erste Kolonne in jeder Messung (I—VI) gibt die Zeit nach Beginn des Schüttelns in Minuten, die zweite den beobachteten Sättigungsstrom in willkürlichen Einheiten. Die dritte Vertikalreihe gibt diese Größe in Prozenten des gleich 100 gesetzten beobachteten Maximalstromes, nachdem das radioaktive Gleichgewicht eingetreten war. Die vierte Reihe sagt aus, wie groß zu der betreffenden Zeit dieser Prozentsatz gemäß der theoretischen Tab. I hätte sein sollen. In der letzten Reihe endlich findet sich der Wert für die Emanation allein, und zwar aus dem Gleichgewichtswerte berechnet (47 Proz. des Gleichgewichtsstromes), ferner aus den 9—13 Min. nach dem Schütteln gemessenen Zahlen nach Tab. I ermittelt. Wie man sieht, stimmen diese Größen recht gut überein. Berechnet man aber den Wert für die Emanation aus den in den ersten 3 Minuten gemessenen Zahlen, so fällt er stets beträchtlich größer aus (zweite Horizontalreihe jeder Messung). Die Werte für $t = 0$[2]) (erste Horizontalreihe j. M.) sind aus den in den ersten 10 Minuten gefundenen Zahlen graphisch extrapoliert und liegen noch erheblich höher.

Ähnliche Beobachtungen sind am Fontaktoskop schon von verschiedener Seite[3]) gemacht worden. Titow[4]) nennt die Ursache dieser anfänglichen Störung Parasitioionisation und weist auf einen Zusammenhang mit der Stärke und Dauer des Schüttelns hin. Sokolow[3]) glaubt, daß die aus der Flüssigkeit ausgeschüttelten

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

2) Berndt, Ann. d. Phys. **38**, 985, 1912 findet 46 Proz.

1) Hammer, diese Zeitschr. **13**, 943, 1912. Der Apparat ist unterdessen noch weiter vervollkommnet worden, so daß absolute Abdichtung gewährleistet ist.

2) Sie entsprechen etwa den Werten, die man günstigstenfalls nach Verfahren II von Engler und Sieveking (siehe weiter unten) erhält.

3) Sokolow, Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges. Phys. Abt. **37**, 100, 1905; siehe auch Berndt, Ann. d. Phys. **38**, 973, 1912, Anmerkung; Holthusen, Über quantitative Radiumbestimmung durch Emanationsmessung. Heidelberger Akademie 1912, 16. Abh.

4) Titow, Radiumemanations-Gehaltsbestimmung. Diese Zeitschr. **12**, 476, 1911.

Tabelle II.

1 t min. = Zeit nach dem Schütteln	2 beob. I_t = beobachteter Strom in willkürlichen Einheiten	3 I_t in Proz. von I_g (I_g = beob. Strom im Gleichgewichtszustand)	4 I_t in Proz. von I_g (theoretischer Wert)	5 I_0 = Strom zur Zeit $t = 0$
		I		
graphisch extrapoliert 0	77,3	54	47	77,3
1′ 15″	80,0	56	54	69
10′	103	72	72,6	66,6
240′	143	100	100	67,2
		II		
graphisch extrapoliert 0	48	55,4	47	48
1′ 20″	52,6	60,8	54,8	45,3
9′ 30″	64,5	74,5	72,3	41,9
170′	86,6	100	100	40,7
		III		
graphisch extrapoliert 0	59	60,6	47	59
2′ 30″	71,4	64,4	59	56,4
14′ 30″	87,3	78	75	54,6
200′	111,1	100	100	52,2
		IV		
graphisch extrapoliert 0	60,6	60,6	47	60,6
2′ 19″	64,4	64,4	59	51,2
13′ 15″	74	74	74,5	46,8
130′	100	100	100	47
		V		
graphisch extrapoliert 0	27,5	55,5	47	27,5
1′ 40″	30,4	58,8	56	25,3
13′	37,1	74,2	74,4	23,4
110′	50	100	100	23,5
		VI		
graphisch extrapoliert 0	167,4	55,8	47	167,4
2′	181,2	60,4	58	147
13′	216	72	74,4	136,5
180′	300	100	100	141

Gase sich bei ihrem Freiwerden ionisieren. Wenn diese durch Wasserfallelektrizität (Lenard-Effekt) entstehenden Ionen wirklich die alleinige Ursache der Störungen wären, so müßten sich auch unmittelbar nach dem Schütteln indifferenten Wassers im Fontaktoskop eine schnell abklingende Leitfähigkeit zeigen; dies war bei unseren Versuchen nicht in nennenswertem Umfang zu beobachten.

Die im folgenden zu beschreibenden Versuche weisen darauf hin, daß diese Erscheinung sich wohl in folgender Weise befriedigend erklären läßt: Im allgemeinen wird sich die Emanation schon mehr als drei Stunden in dem zu untersuchenden Wasser befinden; sie steht dann mit ihren Zerfallsprodukten *RaA*, *B*, *C* im Gleichgewicht.

Beim Schütteln befreit man nicht nur Emanation aus dem Wasser, sondern auch einen Teil der Zerfallsprodukte, die, an Wasserbläschen geheftet, sich an der Ionisierung der Luft beteiligen. Der Sättigungsstrom I_0 zur Zeit 0, d. h. unmittelbar nach dem Schütteln, rührt also nicht allein von der Emanation (I_e) her sondern auch von diesen mit ausgeschüttelten *RaA*-, *B*- und *C*-Teilchen.

Man muß also setzen: $I_0 = I_e + I_z$, wo I_z der von diesen Teilchen verursachte Anteil am Gesamtstrom ist. Diese schwebenden Produkte zerfallen nun oder sinken mit ihren Trägern, den Wasserbläschen, zu Boden und tauchen wieder im Wasser unter, jedenfalls ist ihre Wirkung nach ca. 3 Stunden unmerklich, da dann auch die nicht untergetauchten zerfallen sein müssen. Deshalb rührt dann der maximale Wert der Ionisation lediglich von der ausgeschüttelten Emanation und den von ihr gebildeten Zerfallsprodukten her, während besonders die kurz nach dem Schütteln beobachteten Werte zu groß sind.

Direkte Versuche bestätigten diese Auffassung über die Ursache der Verzerrung der Anklingungskurve im Fontaktoskop:

Schüttelte man nämlich emanationshaltiges

Wasser in einem Gefäß aus und aktivierte einen negativ geladenen Metallzylinder in dem Gasraum, so klang seine Induktion auch bei ganz kurzer Exposition (10″) nicht nach der Kurve für *Ra A* (Halbwertszeit 3 Min.) ab, sondern näherte sich der Kurve für lange Exposition; die Halbwertszeit betrug in den ersten 10 Minuten etwa 5—6 Minuten, ein Beweis für das Vorhandensein merklicher Mengen von *Ra B* und *C*. Da sofort nach dem Schütteln aktiviert wurde, konnte sich *Ra B* und *C* noch nicht aus der freigewordenen Emanation gebildet haben, letztere Produkte müssen also aus dem Wasser mit in den Luftraum hinausgeschüttelt worden sein. Es wurde versucht, diese schwebenden Teilchen durch 10 Minuten langes Anlegen eines starken Feldes (ca. 100 Volt pro Zentimeter) niederzuschlagen und dann erst den Metallzylinder zu aktivieren. Sein Abklingen zeigte dann zwar eine Verringerung seiner Halbwertszeit, doch blieb noch eine starke Verzerrung der Kurve übrig. Die schwebenden Teilchen folgen also einem Felde nur langsam, wenn sie an schwere Träger gebunden sind, oder zum Teil auch gar nicht, falls sie zeitweise ungeladen sind. Erst als das Gas durch ein enggestopftes Wattefilter in einen besonderen Aktivierungsraum getrieben wurde, zeigte der aktivierte Zylinder die für *Ra A* charakteristische Abklingungskurve.

Der folgende Versuch dürfte die Beweisreihe schließen: $^1/_2$ Liter stark emanationshaltigen Wassers (Brambacher Sprudel zur Zeit des Versuchs ca. 800 Mache-Einh., ca. 3 Mikro-Curie, enthaltend) wurde ausgekocht und schnell durch Eis gekühlt. Dann ist das Wasser zwar frei von Emanation selbst, doch befinden sich kurz nach dem Kochen ihre Zerfallsprodukte noch darin. Schüttelte man dieses Wasser im Fontaktoskop, so nahm die Leitfähigkeit der Luft erheblich zu, und zwar stimmte die Größenordnung derselben mit der aus den Störungen der vorher erwähnten Versuche zu erwartenden überein. Nach kurzer Zeit sank sie bis auf die Normalgröße herab, ein Beweis dafür, daß es sich nicht um Emanationsreste handelt. Erneutes Schütteln rief wieder Leitfähigkeit hervor. Darauf wurde das Wasser ca. 30 Stunden im Fontaktoskop belassen, nach dieser Zeit brachte ein wiederholtes Schütteln keinerlei Ionisation mehr hervor: das *Ra A*, *B* und *C* war zerfallen und das Wasser gänzlich indifferent geworden.

Diese Beobachtungen zeigen, daß beim Schütteln merkliche Mengen der festen Zerfallsprodukte mit in den Gasraum gelangen, sie verschwinden daraus teils durch mechanisches Absetzen, teils durch radioaktiven Zerfall, und es fragt sich nun, wie man diesem Umstand bei Emanationsbestimmung nach einem Schüttelverfahren[1]) in Rechnung ziehen muß und inwieweit dadurch die Meßgenauigkeit beeinflußt wird.

Kommt es auf möglichste Genauigkeit an, so wird man bei Verwendung eines Fontaktoskops geschlossener Form die Messung erst ca. 3 Stunden nach dem Schütteln vornehmen. Dann ist die Möglichkeit einer Störung durch mit ausgeschüttelte feste Produkte ausgeschlossen. Der Anteil an der Ionisierung, der der Emanation allein unmittelbar nach dem Schütteln zukam, beträgt 47 Proz.[2]) des beobachteten Endwertes. Da es aber unbequem ist, immer 3 Stunden mit der Messung zu warten, so wird es im allgemeinen genügen, ca. 13 Min. nach dem Schütteln zu messen, da in diesem Zeitpunkt die erwähnten Störungen schon gering sind, wie Tab. II zeigt, und nach Tab. I 63,3 Proz. des Wertes auf Rechnung der Emanation allein zu setzen. Der Fehler wird bei diesem Verfahren im allgemeinen unterhalb 3—4 Proz. bleiben.

Engler und Sieveking geben zwei Methoden zur Verwendung ihres Fontaktoskops an[3]):

1. Man nehme die Messung 10 Minuten nach dem Schütteln vor, verjage die Emanation sofort durch Auffüllen des Gefäßes mit indifferentem Wasser, messe dann die übrigbleibende Ionisation, die von den Zerfallsprodukten herrührt, extrapoliere auf den Zeitpunkt der ersten Messung und ziehe diesen Betrag von derselben ab, um die Wirkung der Emanation allein zu erhalten.

2. Man kann obige umständliche Korrektion vermeiden; „mit einiger Übung und Geschicklichkeit kann man es dahin bringen, die für eine derartige Messung erforderliche Zeit hinreichend abzukürzen, so daß man den Wert der induzierten Aktivität vernachlässigen kann".

Eine Tabelle, welche für verschiedene Quellen nach beiden Methoden ziemlich dieselben Werte gibt, soll die Berechtigung der zweiten Methode beweisen. Aber gerade diese Übereinstimmung muß beide Methoden verdächtig machen: Denn Tab. I zeigt, daß schon ca. 1 Min. nach dem Beginn des Schüttelns — und viel schneller wird sich die Messung wohl kaum vornehmen lassen, besonders bei geringern Ak-

1) Es besteht wohl kein Zweifel, daß es exaktere Verfahren gibt als das Schüttelverfahren (auskochen und überführen in ein Emanationselektroskop), doch erfreut sich das Fontaktoskop wegen seiner einfachen Bedienung und Unabhängigkeit von Laboratoriumseinrichtungen einer großen Verbreitung.

2) Bei dieser Zahl ist schon berücksichtigt, daß die Emanation in den 3 Stunden etwas abnimmt.

3) Diese Zeitschr. **6**, 702, 1905.

tivitäten — der Anteil der Emanation am Gesamtstrom nur 88 Proz. beträgt. Setzt man also den nach 1 Min. gefundenen Wert ein, so wird der Emanationsgehalt um 12 Proz. zu hoch angegeben. Dazu kommt noch, daß sich unmittelbar nach dem Schütteln die Wirkung der mit ausgeschüttelten Zerfallsprodukte stark bemerklich macht, wie Tab. II zeigt, so daß der Fehler noch weiter in demselben Sinne gesteigert wird. Eine Messung derselben Menge emanationshaltigen Wassers ergab nach dem Verfahren 1 bzw. 2 von Engler und Sieveking in willkürlichen Einheiten 79 bzw. 77, dagegen nach Tab. I aus den Werten für $t = 11$ Min. bzw. 4 Stunden berechnet 66,6 bzw. 67,2, also ca. 12 Proz. weniger. Dabei waren bei dieser Messung sehr wenig feste Zerfallsprodukte mit ausgeschüttelt worden (siehe Messung I, Tab. II), so daß sie noch relativ zu günstig für das Engler und Sievekingsche Verfahren ist. Bei Messung II Tab. II wäre die Differenz z. B. ca. + 28 Proz.

Es wäre noch nach einer Erklärung zu suchen, warum das zweite Verfahren von Engler und Sieveking dieselben zu hohen Werte liefert wie das erste: Wie oben gezeigt, setzen sich die Zerfallsprodukte ziemlich langsam ab und bleiben zum Teil schweben. Verdrängt man durch Auffüllen mit indifferentem Wasser den Gasinhalt des Schüttelgefäßes, so verjagt man nicht nur die Emanation, sondern auch den schwebenden Teil des *Ra A, B* und *C*. Bei der Kontrollmessung wird also nur der Teil der induzierten Aktivität gemessen, der sich schon auf den Gefäßwänden niedergeschlagen hatte und somit bei der Berechnung eine zu geringe Größe vom Gesamtstrom in Abzug gebracht.

Da ein großer Teil der Emanationsprüfungen von Quellen und sonstigen Flüssigkeiten, besonders soweit sie von medizinischer Seite erfolgten, nach den Angaben von Engler und Sieveking ausgeführt sind, so ist der Hinweis vielleicht von Wert, daß alle diese Messungen mindestens um 10 Proz., meistens wohl um erheblich mehr, zu groß gefunden wurden.

Bei dem Apparat von H. W. Schmidt[1]) wird das Schütteln in einer besonderen Flasche vorgenommen und das Gas dann in die Ionisierungskammer getrieben. Wenn sich auch die festen Zerfallsprodukte zum Teil in den Schläuchen absetzen werden, so werden doch die anfänglichen Werte zu groß ausfallen. Wenn man diese Teilchen durch ein Wattefilter fernhält, so weiß man nicht, wieviel auch von der Emanation dadurch absorbiert wird. Es empfiehlt sich daher auch bei diesem Apparat, frühestens 10 Minuten nach der Überführung des Gases in die Ionisierungskammer die Messung vorzunehmen.

1) Diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

Ergebnis.

1. Bei der Emanationsbestimmung nach der Schüttelmethode werden die festen Zerfallsprodukte zusammen mit der Emanation zum Teil ausgeschüttelt, setzen sich aber, da sie an Wasserstaub geheftet sind, bald mechanisch ab oder zerfallen.

2. Das Fontaktoskopprinzip läßt sich bei Verwendung eines geschlossenen Typs zu genauen Messungen benutzen, wenn man bei voller Abdichtung die Messung ca. 3 Stunden nach dem Schütteln vornimmt. Da aber die anfänglichen Störungen nach ca. 10—15 Minuten schon gering sind, genügt es meist, wenn man die Messung in diesem Zeitintervall vornimmt und den Anteil der Emanation nach Tab. I berechnet. Genauigkeit in letzterem Falle ca. 3—4 Proz.

3. Die Verfahren von Engler und Sieveking geben erheblich zu hohe Werte.

Herrn Dr. G. v. Hevesy sind wir für verschiedene Hinweise zu Dank verpflichtet.

Freiburg i. B., 12. März 1913.

(Eingegangen 13. März 1913.)

Bemerkungen zu einer Mitteilung der Herren F. Burger und J. Koenigsberger über das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption.

Von J. Stark.

Die Herren F. Burger und J. Koenigsberger[1]) haben in einer in dieser Zeitschrift kürzlich erschienenen Mitteilung auf theoretische Ansichten von mir in nicht ganz richtiger Weise Bezug genommen. Ich sehe mich dadurch zu folgenden Bemerkungen veranlaßt.

1. Nach meiner Ansicht[2]) hat das sichtbare oder ultraviolette Bandenspektrum eines Atoms, mag es unverbunden oder chemisch gebunden sein, als Zentren die an seiner Oberfläche liegenden Valenzelektronen. Die Frequenzen des Bandenspektrums entsprechen den Schwingungen der Valenzelektronen relativ zu ihren Bindungsstellen.

Ein Spezialfall von Lichtemission im Bandenspektrum besteht darin, daß Valenzelektronen,

1) F. Burger u. J. Koenigsberger, diese Zeitschr. **13**, 1198, 1912.

2) Vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 102. S. Hirzel, Leipzig 1911.

die von ihrer Bindungsstelle völlig abgetrennt sind, wie es bei der Ionisierung der Fall ist, bei ihrer Wiederanlagerung ihre potentielle Energie relativ zu ihrer Bindungsstelle ganz oder teilweise in Form von Lichtenergie wieder ausstrahlen.

Diesen Spezialfall von Lichtemission im Bandenspektrum gemäß meiner Ansicht scheinen die Herren Burger und Koenigsberger für den allgemeinen oder einzigen Fall nach meiner Hypothese zu halten. Sie schreiben nämlich: „Da die Bandenspektra, wie z. B. die Erhitzung einer mit Brom gefüllten Quarzkugel in der Flamme zeigt, Temperaturemission aufweisen, so scheint uns eine besondere Erklärung für die Emission nicht nötig". Wenn die Herren Burger und Koenigsberger hierin einen Einwand gegen die von mir vertretene Hypothese erblicken wollen, so kann ich Ihnen nicht zustimmen. Es ist nämlich einerseits zu beachten, daß gemäß dieser Hypothese auch bei partieller Abtrennung der Valenzelektronen von ihrer Bindungsstelle und darauffolgender Wiederanlagerung, also ohne gleichzeitige Ionisierung, Emission im Bandenspektrum statthaben kann. Andererseits ist klar, daß dieser elementare Vorgang auch bei der Temperaturemission sich abspielen wird, da ja die Valenzelektronen durch die thermisch-molekularen Stöße von ihren Bindungsstellen partiell abgetrennt werden können. Die Tatsache der Temperaturemission im sichtbaren oder ultravioletten Bandenspektrum ist demnach durchaus verträglich mit der von mir aufgestellten Hypothese über den elementaren Vorgang der Lichtemission im Bandenspektrum.

2. Die Herren Burger und Koenigsberger schreiben in einer Anmerkung: „Eine Schwierigkeit für die Erklärung der Bandenspektra durch Elektronen überhaupt würde das Fehlen des Zeemaneffekts (mit Ausnahme weniger Fälle) bieten". Da hätten sie wohl einen Beweis dafür mitteilen sollen, daß notwendig ein jedes im Magnetfeld beschleunigte und emittierende Elektron einen Zeemaneffekt von der Art zeigen muß, wie wir ihn bei den Serienlinien kennen.

Die Größe und die Art des Zeemaneffekts hängt, wie leicht zu sehen ist, von der Art der Bindung und Koppelung der Elektronen ab, welche Spektrallinien emittieren. In der Lorentz-Voigtschen Theorie wird angenommen, daß auf die Elektronen, welche Serienlinien emittieren, quasielastische Kräfte wirken. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung für Serienlinien rechtfertigt diese Annahme für einfache Fälle. Ist dagegen die auf ein Elektron bei seiner Entfernung aus seiner Ruhelage wirkende Kraft nicht proportional dem Abstand von der Ruhelage, dann ist ein anderer Zeemaneffekt[1]) als für die Serienlinien zu erwarten. Nach der von mir vertretenen Hypothese über Bandenspektra ist aber gerade die Kraft auf die Valenzelektronen außerhalb der Ruhelage keineswegs proportional dem Abstand von der Ruhelage, wird vielmehr bei großen Abständen so klein, daß totale Abtrennung erfolgt.

3. Die Herren Burger und Koenigsberger schreiben:

> „Doch ließ sich noch nicht entscheiden, ob sie (die Ionisierung von Gasen) auf der Absorption des Lichts in den Gebieten von selektiver, von Banden- oder von Linienabsorption[1]) beruht."
>
> 1) „Nur bei Quecksilber scheinen die Linien $\lambda = 2536$ und 2346 Ionisation zu geben."

Diese Bemerkungen sind nicht zutreffend. Sauerstoff besitzt im Gebiet λ 186—120 $\mu\mu$ ein Bandenspektrum; die Absorption in diesem ist von Ionisierung[2]) begleitet. Ebenso wird die Ionisierung von Anthrazen und anderer Benzolderivate[3]) durch Lichtabsorption in den zweiten[4]) ultravioletten Banden der Benzolbindung hervorgebracht. Was die Arbeit W. Steubings[5]) betrifft, so ist dieser Autor der Ansicht, daß die von ihm beobachtete Ionisierung nicht durch Absorption in den Linien λ 2536 und 2346, sondern durch Absorption in ultravioletten Banden bei λ 190 $\mu\mu$ hervorgebracht wird. Übrigens wird die angebliche Absorption und Fluoreszenz in diesen Linien von mir und G. Wendt demnächst genauer charakterisiert werden.

4. Die Herren Burger und Koenigsberger haben Bromdampf und Stickstoffdioxyd mit Licht, aus dem das Ultraviolett ausgeschaltet war, bestrahlt und haben dabei keine merkbare Ionisation nachweisen können. Aus diesem negativen Resultat ziehen sie den Schluß, „daß die Träger des Bandenspektrums und der Bandenfluoreszenz im sichtbaren Gebiet daher keine freien Ionen oder Elektronen sein können".

Dieser Schluß ist auf der offensichtlich unrichtigen Annahme aufgebaut, daß eine jede Bewegung eines Valenzelektrons relativ zu seiner Ruhelage infolge von Lichtabsorption von einer totalen Abtrennung des Valenzelektrons begleitet sei. Warum soll es nicht auch Bewegungen von Valenzelektronen infolge von Lichtabsorption geben, die nicht von Abtrennung und somit nicht von Ionisierung begleitet sind, die vielmehr durch die Abgabe ihrer Energie an benachbarte Teile desselben Moleküls oder an benachbarte Moleküle bei Zusammenstößen gedämpft werden?

Von mir ist ausdrücklich zwischen zwei

1) Elementare Strahlung, S. 158.
2) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **1**, 486, 1900; **3**, 298, 1900; Heidelb. Sitzber. 1910, Nr. 31.
3) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 614, 1909.
4) J. Stark u. P. Levy, Jahrb. d. Rad. u. El. **10**, 179, 1913; A. Ll. Hughes, Phil. Mag. **24**, 387, 1912.
5) W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909.

Arten[1]) von Banden, zwischen kurz- und langwelligen, unterschieden worden. Nur die Lichtabsorption in kurzwelligen Banden ist nach meiner Ansicht von Fluoreszenz begleitet, sofern diese nicht durch intra- oder extramolekulare Zusammenstöße stark geschwächt ist. Und auch nicht jede Fluoreszenz ist notwendig von Ionisierung begleitet, vielmehr nur diejenige, welche durch Lichtabsorption in den äußersten Banden der Gruppe eines Valenzelektrons hervorgebracht wird. J. Franck und W. Westphal[2]) haben auf Grund dieser Überlegung eine Beobachtung gemacht, welche sie als Beeinflussung der Stoßionisierung des Joddampfes durch Fluoreszenz deuten.

Die im sichtbaren Spektrum liegenden Banden des Bromdampfes sowohl wie diejenigen des Stickstoffdioxyds sind langwellige Banden. Nach W. N. Hartleys Angaben[3]) besitzt Stickstoffdioxyd im äußersten Ultraviolett noch intensivere Absorptionsbanden. Das gleiche haben W. Steubing und ich für Bromdampf feststellen können. In diesen kurzwelligen ultravioletten Banden müßte man Licht zur Absorption bringen, falls man die von mir vertretenen theoretischen Ansichten experimentell prüfen wollte. Zum Nachweis der Ionisierung müßte man hierbei wahrscheinlich ein starkes Feld anwenden, um die von der absorbierten Lichtenergie abgetrennten Valenzelektronen durch eine äußere Kraft aus der elektronegativen Kraftsphäre des eigenen Moleküls wegzuholen und so seine sofortige Wiederanlagerung zu verhindern, ein Vorgang, welcher bei dem erwähnten Versuch von Franck und Westphal mitgespielt haben mag.

1) Elementare Strahlung, S. 115, 225.
2) J. Franck u. W. Westphal, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 159, 1912.
3) W. N. Hartley, Journ. chem. soc. **39**, 111, 1881.

Aachen, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, 27. März 1913.

(Eingegangen 30. März 1913.)

Das Dekrementpapier.

Von L. Isakow.

Graphische Methoden, die so oft in der Physik zur Veranschaulichung des Zusammenhangs der Beobachtungsdaten benutzt werden, können auch mit Vorteil dem Zweck direkter Ermittelung numerischer Werte der betreffenden Parameter dienen, in den Fällen, wo die erreichbare Genauigkeit von vornherein beschränkt ist.

In dieser Hinsicht verdienen besondere Beachtung solche Darstellungsmethoden, mittels deren der gesuchte Zusammenhang durch eine gerade Linie veranschaulicht wird, aus deren Lage man die betreffenden Parameter ermitteln kann. Dieses Verfahren hat noch den Vorteil, daß die bei beschränkter Beobachtungsgenauigkeit unzweckmäßige rechnerische Ausgleichung wegfällt und durch die graphische Ausgleichung mittels eines Lineals ersetzt wird.

Solche Verhältnisse, bei denen die Verwendung einer graphischen Rechnungsmethode zweckmäßig wird, liegen vor bei Ermittelung von logarithmischen Dekrementen nach der Bjerknesschen Resonanzmethode. Graphische Konstruktionen zur Ermittelung der Dekrementensumme aus der Resonanzkurve sind schon mehrfach vorgeschlagen worden. Alle diese Konstruktionen aber laufen darauf hinaus, daß man aus einzelnen Punkten der Kurve die betreffende Größe ermittelt und dann kontrolliert, ob die aus verschiedenen Kurvenpunkten erhaltenen Werte übereinstimmen.

Ich lege hier ein Koordinatennetz vor, das nach ähnlichen Prinzipien, wie das bekannte Logarithmenpapier von Schleicher & Schüll in Düren konstruiert ist und für das ich den Namen „Dekrementpapier" vorschlagen möchte. Dieses Netz liefert, nach Auftragung aller Beobachtungspunkte, die vollständige Resonanzkurve als zwei geradlinige Strecken, die sich im Resonanzpunkt schneiden. Innerhalb der Gültigkeitsgrenzen der Bjerknesschen Theorie müssen alle Punkte auf diesen Geraden liegen; die etwaigen Abweichungen können nur von Beobachtungsfehlern herrühren und dürfen darum mit dem Lineal ausgeglichen werden. Systematische Abweichungen andererseits zeigen überzeugend, daß die Voraussetzung der Bjerknesschen Theorie — Konstanz der Dekremente — nicht erfüllt ist und daß man sich darum mit einem Mittelwert begnügen muß. Gelegentlich wird es dann möglich sein, aus der Gestalt der erhaltenen Kurve auf die Ursache der Abweichungen von der Theorie zu schließen.

Das hier abgebildete Muster, dessen Dimensionen sich als praktisch bequem erwiesen, ist folgendermaßen konstruiert. Wir nehmen die Grundgleichung der Bjerknesschen Theorie:

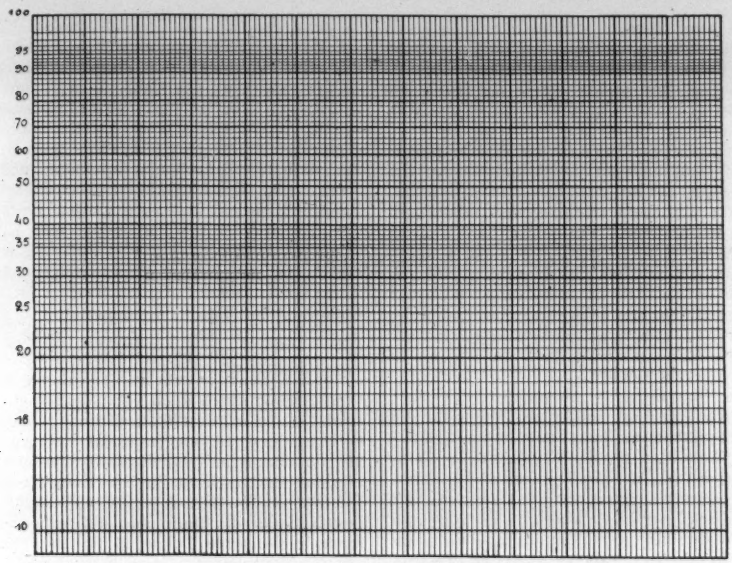
$$b_1 + b_2 = \pi \frac{C - C_r}{C_r} \sqrt{\frac{y}{1-y}}, \qquad (1)$$

wo

$$y = \frac{J^2_{\text{eff.}}}{J^2_{\text{max. eff.}}}$$

bedeutet.

Die Gleichung (1) wird eine Gerade darstellen, wenn wir die Abszissen proportional C,



die Ordinaten z proportional $\sqrt{\frac{1-y}{y}}$ nehmen. In unserem Falle ist

$$z_{mm} = \frac{100}{\pi}\sqrt{\frac{1-y}{y}} \qquad (2)$$

genommen. Die Ordinatenteilung ist ungleichmäßig, entsprechend gleichen Intervallen für y, ausgeführt und mit den betreffenden Werten von $100 \cdot y$ beziffert. Die Teilung geht von $y = 1{,}00$ bis etwa $y = 0{,}10$ hinab, was für Meßzwecke mehr als genügend ist.

Die Bestimmung der Dekrementsumme geschieht folgendermaßen: Man trägt die beobachteten Punkte auf, nachdem man einen passenden Maßstab für die Abszisse gewählt hat, und legt durch diese Punkte hindurch die zwei ausgeglichenen Geraden (entsprechend dem doppelten Vorzeichen, das in Gl. (1) stehen muß), die in der Abszissenachse sich schneiden müssen. Indem man auf diese Weise den Resonanzpunkt bestimmt hat, kann man irgendeinen Punkt der ausgeglichenen Geraden nehmen und weiter nach Gl. (1) vorgehen. Man kann aber auch viel einfacher handeln. Die Größe des Koordinatennetzes ist so gewählt, daß der untere Rand 100 mm vom oberen entfernt ist. Wir haben somit nach (2) für die Punkte dieses Randes

$$\pi\sqrt{\frac{y}{1-y}} = 1,$$

und dann nach (1)

$$\delta_1 + \delta_2 = \frac{C' - C_r}{C_r}, \qquad (3)$$

wo C' die Abszisse des einen Kreuzungspunktes der „Resonanz-Geraden" mit dem unteren Rand der Teilung bedeutet. Man kann natürlich (3) auch in der Form benutzen:

$$\delta_1 + \delta_2 = \frac{1}{2}\frac{C' - C''}{C_r}.$$

St. Petersburg, 22. März 1913.

(Eingegangen 13. April 1913.)

Das neue Physikalische Institut der Universität Iowa[1]). (The new Physics Building at the University of Iowa.)

Von G. W. Stewart.

Die Universität des Staates Iowa wurde durch Gesetz vom Februar 1847 gegründet und nach Iowa City verlegt. Mit Ausnahme des ersten Jahrzehntes ihres Bestehens hat sich die Universität stets rasch entwickelt. Wie bei allen neuen Erziehungsanstalten in neuen Ländern mußte so viel Energie auf die Entwickelung verwandt werden, daß für die Pflege der Forschung

1) Instituts-Neubauten Nr. X (Nr. IX: diese Zeitschr. 12, 1230, 1911).

wenig übrig blieb. Schließlich sind indessen Fortschritte erzielt worden, und der jüngst erfolgte Bau eines Physikalischen Instituts bedeutet den Beginn einer neuen Ära in der Geschichte der Physik an der Universität des Staates Iowa.

Jedes für das Studium der Physik erbaute neue Institut bedeutet ein Bestreben, den Anforderungen der heutigen Physik zu entsprechen und für die Anforderungen der zukünftigen Physik vorzusorgen. Ein solcher Bau muß in allen Einzelheiten vollständig sein und dennoch ein vernünftiges Maß von Anpassungsfähigkeit besitzen, um zukünftigen Anforderungen begegnen zu können. Ein neues physikalisches Institut ist daher eine Studie. Unter diesem Gesichtspunkte gebe ich hier eine Beschreibung des Instituts an der Universität Iowa[1]).

Das Gebäude hat eine rechteckige Gestalt, die durch seine Lage bedingt wird. Wie die beigegebene Abbildung (S. 461) zeigt, ist die Architektur des Gebäudes ziemlich ungewöhnlich. Es ist im Stile der italienischen Renaissance mit einem starken Einschlag griechischer Motive in den Einzelheiten entworfen worden. Es steht am Rande eines Hügels mit der Aussicht über den Iowa River. Sein Äußeres steht in Einklang mit der *Hall of Liberal Arts*, der *Hall of Natural Science* und dem *Old Capitol Building*, die alle zu derselben Gruppe gehören. In architektonischer Hinsicht bedeutet das Gebäude einen großen Erfolg, da es in hohem Maße architektonische Schönheit mit allgemeiner Nützlichkeit verbindet.

Die äußersten Abmessungen des Gebäudes sind 232 Fuß bei 73 Fuß 8 Inches[2]). Die Grundrisse der Stockwerke zeigen, daß die Tragemauern auf ein Mindestmaß reduziert worden sind und nur aus den Außenmauern, den Korridormauern und zwei Querwänden bestehen. Diese Mauern sind sämtlich aus Ziegeln errichtet. Das Gebäude ist mit Bedford-Kalkstein verkleidet.

Im Innern sind die Trennungswände aus Hohlziegeln hergestellt und die Fußböden aus Hohlziegeln und Konkret mit Stahlbalken, die sich von den Korridormauern bis zu den Außenmauern erstrecken. Die Verminderung der Tragmauern auf ein Mindestmaß gestattete, das „Einheitssystem" anzunehmen. Mit Hilfe der Trennungswände aus Ziegeln ist die Möglichkeit gegeben, das Gebäude in Räume von annähernd gleichmäßiger Größe und Gestalt, nämlich 13×23 Fuß, zu teilen, und jeder dieser Räume ist eine „Einheit". Jede Einheit hat ihre eigene Heizung, Ventilation und Beleuchtung. Die Möglichkeit, die Größe der Räume zu jedem beliebigen ganzen Vielfachen der Einheiten zu machen, indem man einfach Trennungswände einzieht oder entfernt, ist bei einem Gebäude, das für die beständig wechselnden Bedürfnisse der Physik errichtet ist, entschieden vorteilhaft.

Allgemeine Ausstattung.

Jede Einheit wird mit Dampf geheizt, dessen Ausstrahlung durch einen Thermostaten geregelt wird. In diesem Thermostaten betätigt die Ausdehnung und Zusammenziehung von vulkanisiertem Gummi das Ventil des Radiators durch Vermittlung von Druckluft. In jeder Einheit befindet sich zur Ventilierung ein Einlaß und ein Auslaß. Der Maßstab der beigegebenen Grundrisse gestattet nicht, diese Leitungen im einzelnen zu zeigen. Die Ventilation wird durch Fächerräder bewirkt, die von zwei zehnpferdigen Motoren betrieben werden. Die Luft wird beim Eintritt in die Füllungskammern vorgewärmt, in denen die Temperatur, wie überall, selbsttätig geregelt wird.

Die Beleuchtung des Gebäudes ist von Herrn Professor A. H. Ford von der Abteilung für Elektrotechnik entworfen worden. Jede Einheit hat zwei Deckenbeleuchtungen von 100 Watt-Wolframlampen mit Schirmen und außerdem einen Wandarm und eine Ansteckdose. Die Schirme sind so gewählt worden, daß die Beleuchtung in jeder Einheit überall nahezu gleichförmig ist und einen Wert von $2^1/_2$ Fußkerzen hat.

Die Ausrüstung der Arbeitsräume besteht im allgemeinen aus einem Dreileitersystem mit zweiphasigem Wechselstrom von 220 Volt, einem Dreileitersystem mit Gleichstrom von 220 Volt, besonderen Leitungen zur Hauptschalttafel, heißem und kaltem Wasser, Gas und Druckluft. Die Druckluft liefert ein direkt gekoppelter automatischer General-Electric-Compressor, der 25 Kubikfuß freier Luft in der Minute unter einem Druck von 40 Pfund[1]) (bei einem Maximaldruck von 90 Pfund) zu liefern vermag. Anlagen für Vakuum, Sauerstoff und Wasserstoff sind nicht eingerichtet worden. Die Anordnung von Schächten im Gebäude macht solche Einrichtungen zu jeder Zeit praktisch in jedem Laboratorium des Gebäudes möglich.

1) Die Kosten des Gebäudes ohne Mobiliar und Apparatur betrugen 225000 Dollar (etwa 900000 Mk.). Der Entwurf rührt von den Regierungsbaumeistern Herren Proudfoot, Bird und Rawson her unter Mitwirkung der Abteilung für Physik an der Universität. Die Erdarbeiten begannen im Frühjahr 1910; aber erst zwei Jahre später war der Bau fertig. Die Generalunternehmer des Baues waren die Herren James Rowson and Co. Die Heizungs-, Beleuchtungs-, Bewässerungs- und Ventilationsanlage, sowie die elektrische Anlage wurde unter Aufsicht des Herrn J. M. Fisk, Superintendenten des Bauwesens der Universität, eingerichtet.

2) 1 Fuß = 12 Inches = 304,8006 mm. (D. Übers.)

1) 1 Pfund = 453,593 g. (D. Übers.)

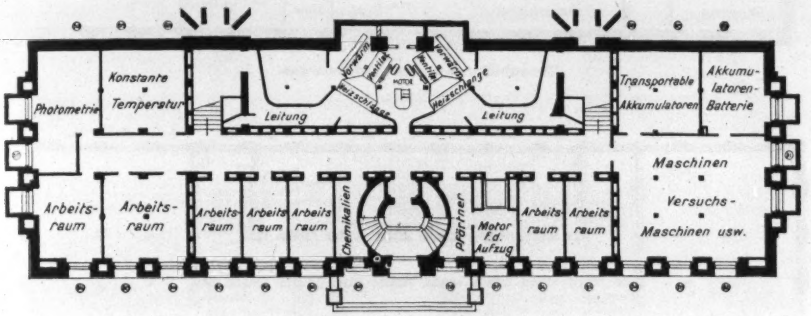
Zwei von diesen Schächten befinden sich zunächst dem Aufzug in Einheit 7 und zwei liegen an den Enden des Gebäudes. Diese letztgenannten sind mit den erstgenannten und untereinander durch einen Tunnel verbunden, der unter dem Fußboden des Kellergeschosses entlang läuft.

Forschungslaboratorien.

Die meisten Forschungslaboratorien liegen im Kellergeschoß. Besondere Sorgfalt ist darauf verwandt worden, den Keller (auf der tieferen Seite liegt der Fußboden weniger als zwei Fuß unter dem Niveau) trocken, frei von Rohrleitungen, gleichmäßig in der Temperatur und so wohnlich wie jeden anderen Teil des Gebäudes zu machen. Pfeiler für Stabilitätszwecke sind nicht vorhanden. Aber die Außenmauern und die Korridormauern sind so stabil, wie ein gut gebauter Pfeiler sein könnte. Überdies ist der Fußboden aus Zement und Konkret unmittelbar auf den Erdboden verlegt worden. Es sind Zementblöcke hergestellt worden, die den einzelnen Versuchen dienen sollen, und es hat sich ergeben, daß sie sehr befriedigen, da sie die Stabilität von Pfeilern mit dem weiteren Vorzug der Anpassungsfähigkeit verbinden.

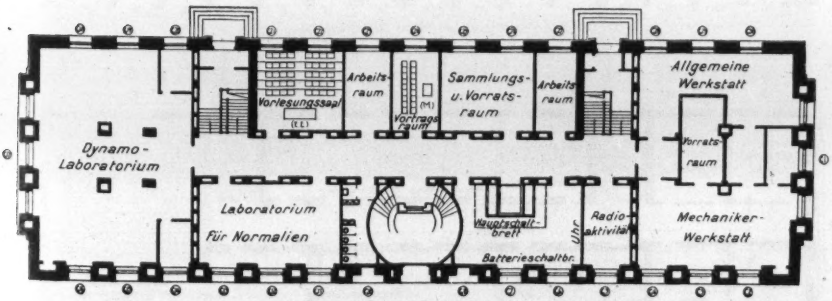
Wie ersichtlich sein wird, sind in diesen Arbeitsräumen die Fenster zurücktretend angelegt. Der unmittelbar vor dem Fenster angeordnete Heizkörper stört die Versuche nicht. Es läßt sich nämlich eine stabile Konsole, die sich quer über die ganze Einheit erstreckt, an der Außenmauer befestigen.

Das als „Raum für konstante Temperatur" bezeichnete Zimmer unterscheidet sich im Bau tatsächlich nicht von den übrigen Forschungslaboratorien, außer dadurch, daß seine Außenmauer ganz im Erdreich steht. Es ist für solche Versuche vorbehalten, die eine Unterbringung in konstanter Temperatur erfordern. Solche Räume werden je nach den Erfordernissen der Versuche gebaut werden.



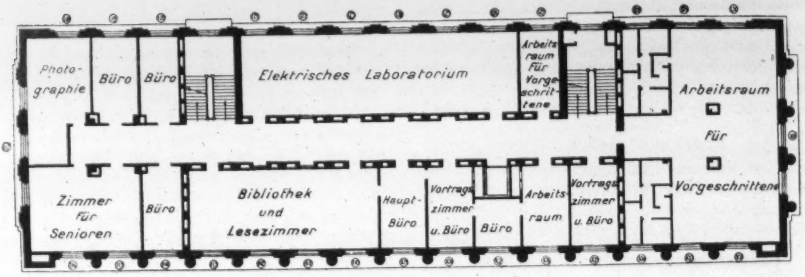
Grundriß des Kellergeschoßes.

Fig. 1.



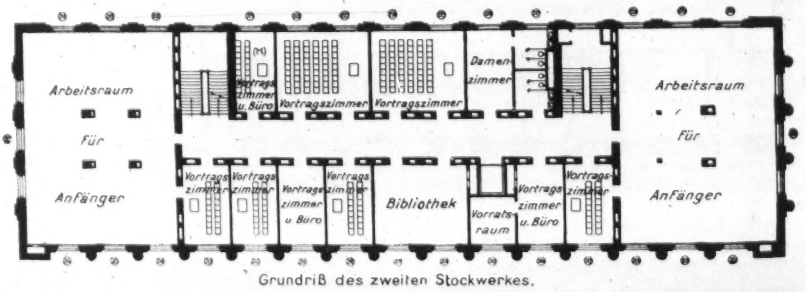
Grundriß des Erdgeschoßes.

Fig. 2.



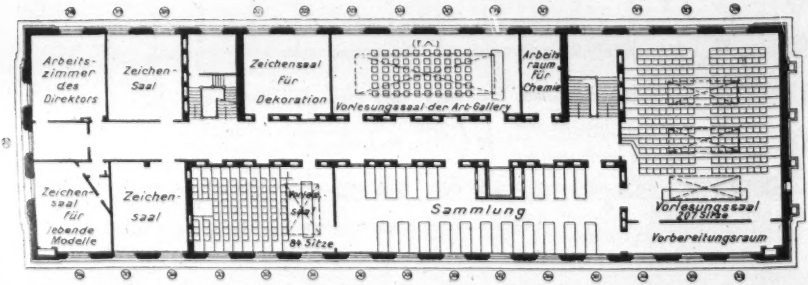
Grundriß des ersten Stockwerkes.

Fig. 3.



Grundriß des zweiten Stockwerkes.

Fig. 4.



Grundriß des dritten Stockwerkes.

Fig. 5.

Laboratorien für Nichtpromovierte.

Ein großes Laboratorium ist dem Unterricht vorgeschrittener Schüler in allen Fächern mit Ausnahme der Elektrizität gewidmet. Dieses sowie das elektrische Laboratorium liegen im ersten Stockwerk. Im zweiten Stockwerk liegen die Laboratoriumsräume für Anfänger. In jedem Laboratoriumsraum befindet sich eine allgemeine Schalttafel, von der aus Leitungen in Isolierrohr nach den verschiedenen Teilen des Raumes führen. Im Laboratorium für Vorgeschrittenere befinden sich acht kleine Dunkelkammern, die außerhalb liegen und gut ventiliert sind. In den Laboratorien für Anfänger sind längs der

Innenwände dunkle Abteile vorgesehen, die durch verschiebbare Vorhänge hergerichtet werden.

Bibliothek.

Die Bibliothek liegt an der hervortretendsten Stelle des Gebäudes. Durch ihre Anordnung und ihre Lage ist die Bibliothek das eigentliche Herz der physikalischen Arbeit.

Vorlesungsräume.

Um dauernd geeignete Räume für die Vorlesungssäle zu sichern, mußte das dritte Stockwerk gewählt werden. Die Erfordernisse physikalischer Vorlesungen scheinen zu sein: ein gut angeordneter, gut beleuchteter und leicht zu verdunkelnder Vorlesungssaal, ein Vorbereitungsraum und ein bequemer Sammlungsraum. Des weiteren muß man notwendig mehr als einen Vorlesungssaal haben. Alle diese Erfordernisse sind erfüllt worden. Die Ausrüstung der Zukunft wird ohne Zweifel immer mehr gebrauchsfertig aufgestellte Apparategruppen sowie größere Einzelstücke verlangen. Um dieser voraussichtlichen gesteigerten Ansprüche willen wurde ein großer Sammlungssaal von 82 : 25 Fuß entworfen. Die Vorlesungssäle und der Sammlungssaal wurden in einer Flucht angeordnet, und Karren auf Gummirädern mit Kugellagern gestalten den Transport der Apparate einfach.

Der Anstieg der Sitzreihen in den Vorlesungssälen wurde auf graphischem Wege bestimmt. In einen Querschnitt des Saales wurden Linien eingezeichnet, die von einem Punkt, einen Fuß über der Mitte des Vorlesungstisches, zu den Spitzen der Köpfe einer angenommenen Hörerschaft führten. Die so entstehenden Winkel wurden gleich gemacht. Hieraus ergibt sich ein Anstieg, der der Entfernung vom Vorlesungstische proportional ist. Die Anstiege im größeren Saale sind in Inches: 0,0, 4,3, 4,8, 5,5, 6,6, 7,6, 8,4, 9,3, 10,4, 11,1, 12,4.

Die Ausrüstungen der beiden Vorlesungssäle sind einander ähnlich. Im großen Hörsaale befinden sich an der Wand hinter dem Tische zwei Schalttafeln, eine zunächst jeder Tür zum Vorbereitungszimmer. Eine der Schalttafeln bedient die verschiedenen Lampenkreise, die zu den einzelnen Teilen des Raumes führen, und von der anderen führen acht voneinander unabhängige Kreise zum Vorlesungstisch. An der letztgenannten Schalttafel läßt sich jede elektrische Leitung vom Tisch mit dem Wechselstrom, dem Gleichstrom, der Akkumulatorenbatterie, überhaupt mit jedem Teil des Laboratoriums verbinden. Auf diesen Schalttafeln befinden sich keine Rheostaten.

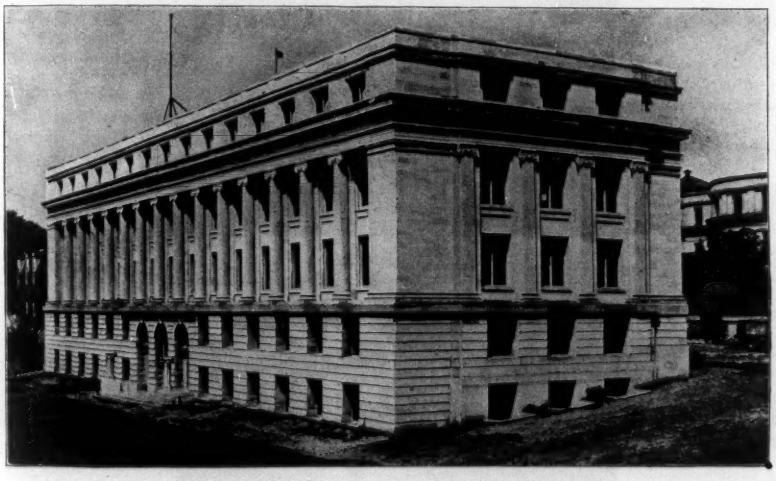


Fig. 6. Physikalisches Institut der University of Iowa.

Der Vorlesungstisch wurde so einfach wie möglich gehalten. Er enthält die üblichen Bequemlichkeiten an Ausgüssen, Gasanschlüssen und Druckluftleitungen, sowie weitere Röhren, die zu dem Schacht in der betreffenden Ecke des Gebäudes führen. Die Nähe dieses Schachtes

bedeutet die Möglichkeit, dem Vorlesungstisch fast jedes in Zukunft erforderlich werdende Hilfsmittel zuzuführen.

Die Oberlichtschirme, die den Hörsaal verdunkeln, werden durch pneumatische Aufzüge bedient, deren Kolben unmittelbar mit den Schirmen verbunden sind. Ein Aufzug bedient den Schirm über dem Vorlesungstisch; die anderen Schirme werden von einem zweiten Aufzug bedient. Die Aufzüge sind doppeltwirkend, erfordern keine selbsttätigen Anschläge, lassen sich leicht handhaben und versprechen ein dauernd zufriedenstellendes Arbeiten. Die Ventile werden hinter dem Vorlesungstisch reguliert.

In diesem Stockwerk liegen die Fenster $7^1/_2$ Fuß über dem Fußboden. Die Sammlungsschränke können daher ohne Rücksicht auf die Lage der Fenster aufgestellt werden.

Sammlerbatterie.

Die feststehende Sammlerbatterie besteht aus 40 Zellen für (normal) 40 Ampere und 80 Zellen für (normal) 10 Ampere. Diese sind in Reihe geschaltet, und von den Verbindungsklemmen führen Drähte zu einer in der Nähe der Batterie angebrachten Schalttafel. Auf dieser Schalttafel befinden sich die Sicherungen, und von ihr aus laufen die Leitungen zur Schalttafel für die Sammlerbatterie im allgemeinen Schalttafelraum. Die Spannung zwischen je zweien dieser Leitungen wird durch die an dem Schaltbrett im Keller gewählte Gruppierung bestimmt.

Die gegenwärtig gewählte Gruppierung, die sich durch die ganze Batterie wiederholt, ist 2, 4, 6 und 8 Volt.

Eine Anzahl tragbarer Zellen von 5 und 1,5 Ampere kann überall Verwendung finden, wo dies vorteilhaft ist.

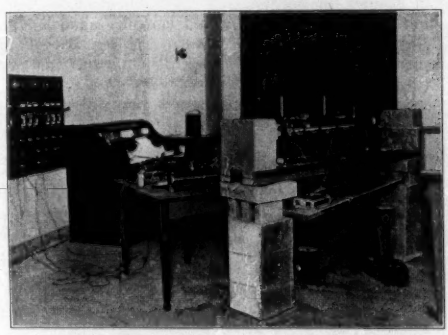


Fig. 7. Ecke in einem Arbeitsraum.

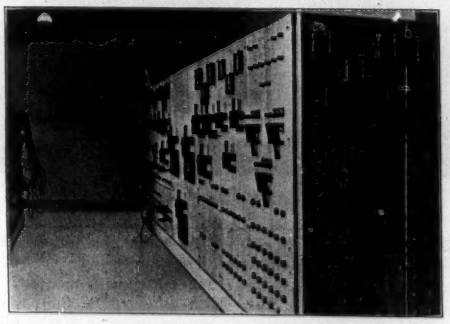


Fig. 8. Ein Teil der Hauptschalttafel.

Fußböden.

Es erscheint fraglich, welches der wünschenswerteste Fußboden für ein physikalisches Laboratorium ist. Die Korridorfußböden in diesem Gebäude sind in Terrazzo ausgeführt. Alle übrigen Fußböden sind aus Zement. Der Erfolg ist, daß die gesamte Fußbodenfläche praktisch frei von Schwingungen ist. Um den Staub zu vermeiden, den man für gewöhnlich bei Zementfußböden findet, sind zweierlei Vorsichtsmaßregeln getroffen worden. Zunächst wurde für eine richtige Verlegung der Böden Sorge getragen. Das ist wichtiger als jegliche nachträgliche Behandlung. Nachdem die Fußböden vollkommen trocken geworden waren, wurde ein Versuch mit einer von Herrn Albert Moyer von der Vulcanite Portland Cement Company empfohlenen Behandlung mit kieselsaurem Natron gemacht. Es wurden verdünnte Lösungen aus vier Teilen Wasser auf einen Teil Natriumsilikat (40° Baumé) aufgetragen, bis der Boden ein Maximum absorbiert hatte. Vermutlich bildet das Natriumsilikat in dem Zement ein Kaliumsilikat, das als Bindemittel dient. Es handelt sich mithin nicht um eine Oberflächenbehandlung. Nach den Erfahrungen weniger Monate zu urteilen, werden die Böden sehr befriedigen.

Werkstatt.

In der Mechanikerwerkstatt hat jede einzelne Maschine ihren eigenen Motorantrieb. Es sind keine Drahtleitungen und Gestänge unter der Decke vorhanden. Die Ausrüstung der Werkstatt ist zwar keine vollständige, dürfte aber dennoch wegen der getroffenen Auswahl Interesse bieten. Die wichtigsten Maschinen sind: eine 14zöllige Drehbank von Hendey, eine 8zöllige Präzisionsdrehbank von Rivett, eine Universal-Fräsmaschine No. 1 von Brown and Sharpe, eine 20zöllige Bohrmaschine, Modell „Mechanics", eine feine Bohrmaschine von Hisey-Wolf, eine Universal-Sägemaschine No. 2, Modell „Crescent", und eine 12zöllige Schnell-Drehbank von Oliver. Der als „Allgemeine Werkstatt" bezeichnete Raum ist in der Hauptsache für den Gebrauch der Studierenden bestimmt. Er enthält Glasblasetische, mehrere Drehbänke, eine Bohrmaschine, eine Hobelbank und sonstige Werkstattausrüstung.

Außer der Abteilung für Physik beherbergt das Gebäude die Abteilung für Elektrotechnik, die Abteilung für Graphik und Plastik und die Abteilung für Mathematik. Die von diesen eingenommenen Räume sind in den Grundrissen durch entsprechende Buchstaben in Klammern bezeichnet.

Wie die Grundrisse zeigen, sind die Arbeitsräume der Anfänger, die der Vorgeschritteneren und die der Promovierten nach Möglichkeit voneinander getrennt angeordnet. Der Anfängerunterricht wird im zweiten und dritten Stockwerk erteilt; die Arbeitsräume der vorgeschritteneren Nichtpromovierten liegen im ersten Stockwerk und die Laboratorien für Promovierte im unteren Teile des Gebäudes.

In jedem Arbeitsraum werden die für die betreffende Untersuchung erforderlichen Apparate aufbewahrt. Abgesehen von dem Sammlungssaal für die Vorlesung ist in dem Gebäude nur ein allgemeiner Sammlungsraum für die Apparate vorhanden. Dieser liegt in *G 26* und wird nur vom Lehrkörper und von den promovierten Studierenden benutzt. Die chemische Sammlung liegt bequem zu den Arbeitszimmern.

Die Maschinen der Abteilung sind am einen Ende des Gebäudes untergebracht.

Die allgemeine Schalttafel ist in der Nähe der beiden Schächte angeordnet und somit von jedem Teile des Gebäudes aus zugänglich.

(Nach Supplement to Contributions from the Phys. Labor. of the State University of Iowa 1, 8—13, 1913 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. März 1913.)

BESPRECHUNGEN.

H. Kayser, Handbuch der Spectroscopie. gr. 8. Leipzig, S. Hirzel.
Band V: VI u. 853 S. mit 2 Tafeln und 3 Figuren. 1910. M. 48.—, geb. M. 52.—
Band VI: VI u. 1067 S. mit 1 Tafel. 1912. M. 60.—, geb. M. 64.—

Mit dem Erscheinen des sechsten Bandes des Handbuchs ist das große Werk, das der Verfasser vor mehr als 20 Jahren unternommen und mit eisernem Fleiß zu Ende geführt hat, soweit die Spectroscopie im engeren Sinne in Frage kommt, vollendet[1]). Auch die letzten beiden Bände legen wieder Zeugnis ab von der Sorgfalt und Sachkenntnis der Arbeit. Sie enthalten die Zusammenstellung aller spektroskopischen Kenntnisse für jedes einzelne Element, geordnet nach der alphabetischen Reihenfolge der chemischen Bezeichnungen. Bei jedem Element ist ein Literaturverzeichnis vorausgeschickt, auf das eine historische Darstellung der Untersuchungen seiner Spektra und der Spektren seiner Verbindungen mit Tabellen der gemessenen Wellenlängen folgt.

Von dem eingehenden Studium, das diesen Darstellungen zugrunde liegt, mag es eine Vorstellung

1) Die Verlagshandlung teilt mit, daß H. Konen die Bearbeitung der Astrophysik übernommen hat, die mit drei weiteren Bänden den Abschluß bilden soll.

geben, daß z. B. beim Natrium das Literaturverzeichnis 678 Nummern umfaßt. Dabei muß man bedenken, daß manche Bemerkung über das Spektrum eines Elements sich in Abhandlungen findet, deren Titel es nicht vermuten läßt, und daß infolgedessen nur ein auf so breiter Basis angelegtes Werk, wie das Handbuch von Kayser es ist, auch solche Stellen zur Geltung bringt, während sie dem Forscher, der sich lediglich in der Literatur der Untersuchungen über ein vorliegendes Element umsieht, entgehen würden.

Die Wellenlängen sind so wiedergegeben, wie sie gemessen worden sind. Das heißt, es ist davon abgesehen worden, alle Wellenlängen auf ein System zu reduzieren, trotz der Mannigfaltigkeit der Systeme von Normallinien, die ihnen zugrunde liegen. Wenn z. B. beim Spektrum des Kohlenstoffs die Messungen von Kayser und Runge der Banden des Swanschen Spektrums (Band V, S. 226) angegeben werden, so gründen sich diese auf die ersten Rowlandschen Normallinien, bei denen er die Wellenlänge 5896,08 für die Natriumlinie D_1 zugrunde gelegt hat. Andere Messungen von Kayser und Runge, z. B. die der Spektren der Alkalien, beziehen sich dagegen auf das später von Rowland gegebene System von Normallinien, bei dem die Wellenlänge von D_1 zu 5896,156 angenommen wird. Die Messungen wieder anderer Forscher gehen auf das Ångströmsche System zurück, bei dem D_1 die Wellenlänge 5895,13 hat. Es war für Kayser kaum möglich, anders zu verfahren; denn als der fünfte Band veröffentlicht wurde, waren die Arbeiten für das internationale System von Wellenlängen, das jetzt allen Messungen zugrunde gelegt wird, noch nicht weit genug fortgeschritten, um eine umfassende Reduktion vorzunehmen. Dafür gibt Kayser am Schluß des sechsten Bandes den Vergleich zwischen dem internationalen System und Rowlandschen Normallinien aus der Tabelle der Sonnenlinien der sogenannten "preliminary table of solar spectrum wavelengths" (Astrophysical Journal, Vol. 1, 2, 3). Hiernach können die beiden Systeme, soweit es möglich ist, aufeinander bezogen werden. Zugleich ist eine Tabelle aller gemessenen Eisenlinien gegeben, bezogen auf jedes der beiden Systeme, und eine nach der Größe der Wellenlängen geordnete Tabelle der Hauptlinien aller Linienspektra, ebenfalls auf jedes der beiden Systeme bezogen.

Die Darstellung ist die bei Kayser gewohnte scharfe kritische. Wendungen wie: „Der Autor hat keine Ahnung von der Bedeutung spektroskopischer Messungen" sind nicht selten. Ich muß gestehen, daß ich daran keinen Anstoß nehme. Es kann meines Erachtens der Wissenschaft nur dienlich sein, eine unumwundene Kritik zu hören, selbst auf die Gefahr hin, daß der Kritiker sich irrt.

Ein hervorragender amerikanischer Physiker hat einmal von den früheren Bänden des Handbuchs gesagt, daß er, auf eine wüste Insel verschlagen, von allen seinen Büchern am liebsten Rayleighs Abhandlungen und Kaysers Handbuch bei sich haben möchte. Die letzten beiden Bände stellen sich den vorhergehenden würdig an die Seite. Das einzige, was einen bei ihnen mit Bedauern erfüllt, ist eben, daß es die letzten aus Kaysers Feder sind. Ein gewisser Abschluß ist mit diesen sechs Bänden freilich erreicht; aber die Astrophysik ist mit der allgemeinen Spektroskopie so durchwachsen, daß ohne sie ein Handbuch der Spectroscopie nicht vollständig wäre. Mit dem Danke, den die wissenschaftliche Welt Kayser schuldet, wird sie den Wunsch verbinden, daß es H. Konen gelingen wird, die Bearbeitung der Astrophysik mit demselben Erfolge zu Ende zu führen. C. Runge.

Berichtigung.

Berichtigungen zu der Arbeit „Über einige Erscheinungen an der Anode bei Gasentladungen", diese Zeitschr. **14**, 296, 1913:

S. 296, Sp. 2, Z. 16 v. u., statt 2,5 mm zu setzen: 2,5 cm.

S. 297, Sp. 2, Z. 11 v. o., statt ein wenig unter die Oberfläche des Quecksilbers tauchen lassen, zu setzen: von unten ein wenig aus dem Quecksilber herausragen lassen.

S. 297, Sp. 2, Z. 23 v. o., statt interessant, wie sich, zu setzen: interessant, zu wissen, wie sich.

S. 299, Sp. 1, Z. 15 v. o., statt erhöhen, zu setzen: verringern.

S. 299, Sp. 2, Z. 4 v. o., statt wir gleich sehen werden, zu setzen: leicht ersichtlich.

S. 301, Sp. 2, Z. 5 v. o., statt bestand die Entladung in einem Bogen, zu setzen: bestand die Entladung an der Kathode in einem Bogen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Breslau der etatmäßige Professor für höhere Mathematik an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Ernst Steinitz für Mathematik, an der Universität Greifswald Dr. Clemens Thaer (bisher in Jena) für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Greifswald Dr. Wilhelm Blaschke zum a. o. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag, der bisherige ständige Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und Privatdozent für Physik an der Universität Berlin Dr. Friedrich Henning zum Kaiserlichen Professor und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Berlin, der wissenschaftliche Beamte der Firma Carl Zeiß in Jena Dr. Moritz v. Rohr zum a. o. Professor für Optik in der Medizin an der Universität Jena, der Privatdozent für reine und angewandte Mathematik an der Universität Königsberg Dr. Ludwig Bieberbach zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Basel (Berichtigung der Notiz auf S. 358), der Privatdozent an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Walter König zum ord. Professor für Farbenchemie und Färbereitechnik ebendaselbst.

Verliehen: Dem ord. Professor der Chemie an der Universität Rostock Dr. August Michaelis der Titel Geh. Hofrat.

Austauschprofessur: Die in der letzten Nummer befindliche Personalnotiz ist dahin zu berichtigen, daß Geheimrat Professor Dr. Wien Vorlesungen über neuere Probleme der theoretischen Physik bereits in diesen Osterferien an der Columbia-Universität gehalten hat, nicht aber erst nächsten Winter nach New York geht.

Angebote.

Physiker

Große Fabrik in Berlin **sucht** experimentell gewandten, flott arbeitenden Physiker, der mit den Erscheinungen der Strahlung und der Elektrizität in Gasen völlig vertraut ist. Offerten unter **S. H. 397** an die Expedition dieser Zeitschrift erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

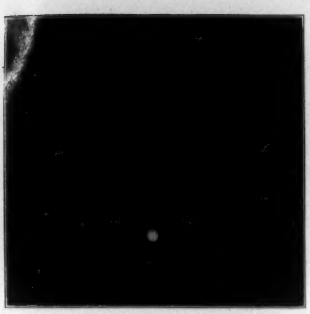


Fig. 1.

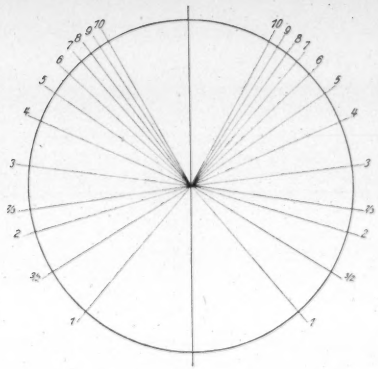


Fig. 2.

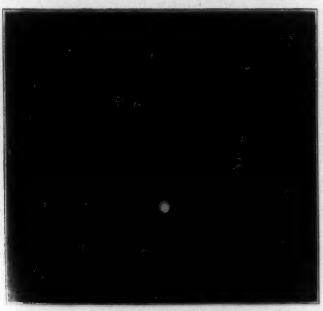


Fig. 3.

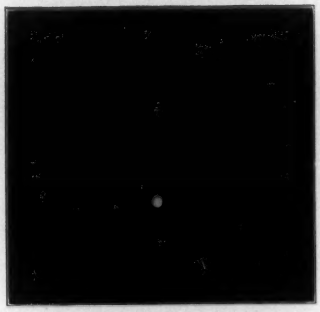


Fig. 4.